



# Localisation et quantification des zones de fuites dans les digues et les barrages par la méthode du potentiel spontané

Alexandre Boleve

## ► To cite this version:

Alexandre Boleve. Localisation et quantification des zones de fuites dans les digues et les barrages par la méthode du potentiel spontané. Géophysique [physics.geo-ph]. Université de Savoie, 2009. Français. NNT: . tel-00381930

**HAL Id: tel-00381930**

**<https://theses.hal.science/tel-00381930>**

Submitted on 6 May 2009

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**UNIVERSITE DE SAVOIE**  
**Faculté des sciences : Terre, Univers, Environnement de Grenoble**



**LOCALISATION ET QUANTIFICATION DES ZONES DE  
FUITES DANS LES DIGUES ET LES BARRAGES PAR LA  
METHODE DU POTENTIEL SPONTANE**

**THESE**

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Savoie

**Discipline : Géophysique**

Présentée et soutenue publiquement par

**Alexandre BOLEVE**

Le mardi 24 mars 2009 à 14h au Bourget-du-Lac

Directeur de thèse :

**André REVIL**

Co-directeur de thèse :

**Jean VANDEMEULEBROUCK**

Ecole doctorale :

**Terre, Univers, Environnement**

**JURY**

M. Alain TABBAGH	Pr., Université Paris VI	Rapporteur
M. Pierre GEX	M. de Recherche, Université de Lausanne	Rapporteur
M. Michel DIETRICH	Ingénieur de recherche, IFP Rueil-Malmaison	Examineur
M. Patrice MERIAUX	Ingénieur, CEMAGREF Aix-en-Provence	Examineur
M. André REVIL	CNRS., Université de Chambéry	Directeur de thèse
M. Jean VANDEMEULEBROUCK	M. de Conf., Université de Chambéry	Co-directeur de thèse
M. François JANOD	Ingénieur FUGRO, Le Bourget-du-Lac	Encadrant entreprise
M. Jean-Jacques FRY	Ingénieur E.D.F-C.I.H, Le Bourget-du-Lac	Invité



“Le moyen d’aimer une chose est de se dire qu’on pourrait la perdre”

**Chesterton Gilbert Keith**

**(Ecrivain Anglais – 1874/1936)**



# Remerciements

Je remercie mon directeur de thèse André Revil de m'avoir accepté et fait confiance pour mener à bien ces trois années de thèse dans un premier temps effectuées au CEREGE à Aix-en-Provence (13) et dans un deuxième temps au LGIT au Bourget-du-Lac (73) avec une étape constructive au Colorado (Etats-Unis).

Je tiens également à remercier mon co-directeur de thèse Jean Vandemeulebrouck qui a su m'intégrer dans son équipe du LGIT, m'accepter et m'épauler en tant que nouveau thésard. Il a montré une grande disponibilité et gentillesse durant toute la fin de ma thèse.

Je remercie Serge Gravelat (responsable de l'agence FUGRO de Savoie), Peter Burger (directeur général FUGRO Géotechnique) et Jean-Luc Mattiuzzo (ancien directeur général de SOBESOL) de m'avoir donné la possibilité de réaliser ces travaux de thèse dans de bonnes conditions.

J'ai eu l'honneur de travailler avec François Janod (collègue de l'agence FUGRO de Savoie) qui m'a toujours apporté son soutien et ses grandes compétences ainsi que son amitié. Je tiens au travers de ces quelques lignes à lui témoigner particulièrement toute ma reconnaissance sur sa disponibilité et son dévouement durant mon parcours de thèse.

Egalement mes remerciements vont à tous mes collègues Christophe, Jean-Pierre, Nadine, Audrey et Jean-Corentin.

Mes remerciements se portent tout naturellement vers mon amie Carole qui m'a toujours suivi dans mes déplacements et m'a toujours apporté son soutien, son réconfort et son sourire malgré tout le temps passé à réaliser ces travaux. Je tiens à lui exprimer toute mon admiration devant sa patience pendant ces 3 années de thèse.

Durant ma première phase de thèse passée au CEREGE (Aix-en-Provence), j'ai eu l'opportunité de rencontrer et de travailler avec des personnes formidables. Aussi, mon estime se porte vers Damien, Abdel, Agnès, Bernard, Philippe, Niklas et Tanvi. Je voudrais ajouter :

- Merci à Damien pour ces moments d'amitié passés en France et au Colorado.

- Merci à Philippe pour son amitié, sa gentillesse et son sens de l'humour.
- Merci à Agnès pour nos nombreuses discussions au CEREGE.
- أشكرکم والصدائة dedicace à Abdel.
- Tack och vänskap dedicace à Niklas.
- तूम और दोस्ती का धन्यवाद dedicace à Tanvi.
- Merci à Bernard pour toutes les parties de ping-pong.

Je veux aussi exprimer ma grande sympathie envers David Marsan qui m'a soutenu et aidé pendant cette thèse.

A Aurélie, Pierre-François, Olivier, Fabien et tous les autres du LGIT, un grand merci pour votre gentillesse et votre accueil chaleureux.

Enfin, à mes parents, un grand grand merci pour tout ce que vous m'avez apporté tout au long de mes études et en dehors.

Je dédicace cette thèse à mon amie Carole et mes parents sans lesquels ce travail n'aurait pu aboutir.

## Résumé

La méthode du potentiel spontané est l'une des seules méthodes géophysiques (avec les mesures de température) à être directement sensible aux écoulements en milieu poreux. En effet, un écoulement de fluide en milieu poreux génère un champ électrique qu'il est possible de mesurer en surface (on parle de phénomène électrocinétique). L'objectif de ce travail de thèse est de montrer l'intérêt et l'utilité de cette méthode dans la détection des fuites ainsi que dans l'estimation des débits de fuite au sein des ouvrages hydrauliques que constituent les digues et les barrages. La simplicité de mise en œuvre de cette méthode permet une investigation rapide des ouvrages hydrauliques et un diagnostic direct de la présence de fuites. Le travail présenté ici met en application cette méthode de potentiel spontané, aussi bien sur des ouvrages longs (les digues) que sur des ouvrages plus petits en termes d'extension horizontale (les barrages). Dans le cadre de ce travail, différentes investigations ont été réalisées, et de nouvelles techniques ont été développées, basées sur le principe de la mesure de potentiel électrique issu du phénomène électrocinétique, ont été développées dans le but de faciliter la détection, la quantification de zones de fuites éventuelles, ainsi que le rendement des mesures. Nous avons pu, par ailleurs, estimer le débit de fuite d'une digue en terre par méthode inverse à l'aide d'un couplage entre informations sur le potentiel spontané (cartographie) et sur la résistivité électrique (coupe). Le développement de la méthode inverse pour les digues s'est finalisé par l'élaboration d'un système d'inversion automatisé des signaux de potentiel spontané. Les résultats obtenus au cours de cette thèse permettent de valider l'intérêt de la méthode de potentiel spontané pour la localisation et de la détection des zones d'écoulements préférentiels dans les digues et les barrages.



# Abstract

The self-potential method is (to the exception of temperature) the only geophysical method that is directly sensitive to the flow of the ground water. The flow of ground water produces indeed an electrical field which can be detected at the ground surface. The goal of this work is to show the usefulness of this method to detect and quantify seepage velocities in dams and embankments. The simplicity of implementation of the self-potential method allows fast investigation and direct diagnostic of leakage. This work applies this approach to dams and embankments. In the present work, we have developed the physics of the relationship between self-potential signals and ground water flow, forward numerical modeling with Comsol multiphysics 3.3 and inverse modeling with a truncated SVD approach. We use this modeling to estimate the flow rate on earth dam by coupling self-potential data and resistivity information. In addition, we automatized the treatment of the self-potential data to develop the self-potential methods along embankment dams.

# Table des matières

Introduction .....	1
Etat de l'art .....	5
Chapitre 1 – Le potentiel spontané.....	15
1.1. Le potentiel d'électrofiltration .....	15
1.1.1. <i>Le milieu poreux</i> .....	15
1.1.2. <i>La double couche électrique</i> .....	17
1.1.3. <i>Le phénomène de couplage</i> .....	19
1.1.4. <i>Les équations constitutives</i> .....	21
1.1.5. <i>Origine des sources de potentiel spontané</i> .....	24
1.1.6. <i>Expressions finales du potentiel spontané</i> .....	27
1.2. Influence de la distribution de résistivité électrique.....	29
1.3. Matériel d'acquisition et protocole de mesure.....	32
1.4. Les autres sources de potentiel spontané.....	35
Chapitre 2 – Influence du nombre de Reynolds et du nombre de Dukhin .....	39
2.1. Introduction à l'article de Journal of Geophysical Research .....	40
2.2. Article de Journal of Geophysical Research .....	42
2.3. Conclusions de l'article .....	57
Chapitre 3 – Le problème direct : confrontation avec la théorie.....	61
3.1. Le problème direct .....	61
3.2. Article de Hydrology and Earth System Sciences .....	63
3.3. Conclusions de l'article Hydrology and Earth System Sciences .....	75
Chapitre 4 – Estimation du débit de fuite par méthode inverse .....	77
4.1 .Méthode inverse .....	77
4.2. Etapes du processus inverse .....	78
4.3. Les contraintes d'inversion additionnelles.....	80
4.4. Résumé de l'article de Near Surface Geophysics .....	86

4.5. Article de Near Surface Geophysics .....	88
4.6. Conclusions de l'article de Near Surface Geophysics .....	130
Chapitre 5 – Le potentiel spontané : une méthode active ! .....	133
5.1. L'influence par modification du terme de convection .....	134
5.1.1. <i>Présentation du site d'étude</i> .....	135
5.1.2. <i>Campagne d'investigation géophysique</i> .....	135
5.1.3. <i>Résultats et interprétations</i> .....	139
5.2. L'influence par modification du terme de conduction .....	142
5.2.1. <i>Mesures expérimentales</i> .....	142
5.2.2. <i>Présentation du site d'étude</i> .....	149
5.2.3. <i>Campagne d'investigation géophysique</i> .....	151
5.2.4. <i>Résultats et interprétations</i> .....	155
5.2.5. <i>Simulation numérique</i> .....	161
5.2.6. <i>Estimation de la profondeur d'écoulement</i> .....	164
Chapitre 6 – Le haut rendement .....	171
6.1. Les mesures à haut rendement dynamique .....	172
6.2. Les mesures à haut rendement statique .....	177
6.3. Un traitement automatisé .....	181
Conclusions .....	187
Perspectives .....	191
Références bibliographiques .....	195
Liste des figures .....	209
Liste des tableaux .....	213

# Introduction

---

La France compte aujourd'hui plus de 8 000 km de digues de protection contre les inondations, 6 700 km de voies d'eau navigables endiguées et plus de 1 000 km de digues d'aménagement hydraulique et de grands canaux d'irrigation, sans compter des milliers de barrages. En 2002 et 2003, les inondations dans le sud de la France ont mis en lumière les défaillances des digues et les conséquences désastreuses qui en ont découlé d'un point de vue sécuritaire et économique. Dans la plupart des cas, les ruptures de digue sont reliées aux phénomènes d'érosion interne qui fragilisent peu à peu les ouvrages (il est à noter que notre patrimoine d'ouvrages hydrauliques contient des ouvrages d'âges extrêmement variés avec parfois des ouvrages datant de la Révolution). L'érosion interne peut être définie comme étant l'entraînement progressif de particules du matériau constituant un ouvrage sous l'action de l'écoulement qui le traverse. Ces ruptures ont entraîné dans le passé des pertes de vies humaines et des catastrophes économiques très lourdes. A titre d'exemple, les récentes inondations dans le sud-est de la France (rupture de la digue d'Aramon en septembre 2002 et des digues de Fourques et du Nord d'Arles en décembre 2003) cumulent un coût de plusieurs milliards d'euros.

De nos jours, le nombre d'incidents (ruptures de digues, notamment les inondations de la Nouvelle Orléans aux USA suite à l'ouragan Katrina) ainsi que la médiatisation de ceux-ci, justifient un regain d'études et de contrôles sur de tels ouvrages. Ainsi, plus de 3 000 km de digues et près de 500 barrages intéressent la sécurité publique. On estime alors que ces 3 000 km de digues nécessitent une investigation pour justifier de leur sécurité, et la moitié de ce linéaire, soit 1 500 km, doit dans les prochaines années être remis en état. C'est pour toutes ces raisons (de sécurité et économiques) que le projet ERINOH<sup>1</sup>, acronyme d' "ERosion INterne des Ouvrages Hydraulique", est né. Ce projet développe en premier deux thèmes fondamentaux d'un Projet National qui en comporte huit:

- La compréhension des mécanismes de l'érosion interne par des études en laboratoire ;
- Les méthodes de détection des hétérogénéités et des fuites dans les digues.

<sup>1</sup> Ce projet, soutenu par l'Agence National de la Recherche, est coordonné par l'IREX et est co-piloté scientifiquement par E.D.F et le CEMAGREF, qui participent à son financement.

Ce projet doit apporter à la société des innovations technologiques afin de répondre à la demande de caractérisation des zones de faiblesse des digues et des barrages, et de ce fait assurer la sécurité et réduire les coûts liés aux travaux de confortement.

Cette thèse s'inscrit naturellement dans le deuxième thème évoqué ci-dessus, celui des méthodes de détection. Parmi les méthodes de détection, on retrouve les méthodes électromagnétiques (EM31) et les méthodes électriques (panneaux électriques et Polarisation Spontanée - appelée parfois PS dans la suite de ce travail).

L'objectif de cette thèse est double :

- Il s'agit dans un premier temps de réaliser une avancée théorique sur le lien existant entre signal électrique et écoulement d'un fluide en milieu poreux.
- Dans un deuxième temps d'appliquer la méthode PS sur des ouvrages hydrauliques réels afin d'apprécier l'utilité et l'efficacité de cette méthode pour la localisation et la quantification des zones de fuites.

Le premier objectif sera traité dans les **Chapitres 1, 2 et 3**. Le **Chapitre 1** exposera les bases théoriques nécessaires à la compréhension de l'ensemble de la thèse. Une description du phénomène d'électrofiltration (appelé aussi phénomène électrocinétique) sera faite de façon détaillée, et une part importante sera aussi consacrée aux autres sources de potentiel spontané, ainsi qu'aux paramètres influençant le signal électrique. Le **Chapitre 2** décrira une extension de la théorie du couplage hydro-électrique (phénomène électrocinétique) pour des régimes d'écoulements se situant entre des écoulements laminaires et des écoulements turbulents (on parlera dans ce chapitre d'écoulement laminaire inertiel). Le **Chapitre 3**, de cette thèse est quant à lui dédié à la validation des relations exposées au **Chapitre 1** par simulation numérique et présente, en plus, une extension de la théorie pour le cas de milieu non saturé. Cette validation de la théorie non saturée a été obtenue par la mise en comparaison de données PS acquises sur un site de suivi temporel d'infiltration en zone vadose avec les résultats issus d'une simulation numérique. Ce chapitre présente aussi l'intérêt et l'efficacité des simulations numériques (problème direct) dans l'évaluation des conditions hydriques dans lesquelles les signaux électriques sont engendrés.

L'un des objectifs majeurs de cette thèse concerne l'évaluation de la vitesse d'écoulement, voire l'estimation du débit de fuite par l'inversion des anomalies de potentiel électrique mesurées en surface d'un ouvrage hydraulique. Cette finalité (correspondant au deuxième objectif de cette thèse) sera détaillé dans ce travail au cours du **Chapitre 4** qui décrit l'utilisation de l'information de résistivité électrique, obtenue par tomographie de résistivité, combinée à celle du potentiel spontané, dans un but d'estimation du débit de fuite par méthode inverse. Ce Chapitre présentera de manière concrète l'application du processus d'inversion sur un tronçon de digue en terre qui constitue le site référencé **site A** dans cette thèse. Ce chapitre présente la méthode "opposée" (méthode inverse) d'estimation de vitesse d'écoulement à celle exposée dans le chapitre précédent (méthode directe).

Le **5<sup>ème</sup> Chapitre**, intitulé "*La Polarisation spontanée : une méthode active*", est quant à lui dédié à l'analyse de signaux de PS acquis après modification volontaire des paramètres hydriques et/ou électriques du problème. Il ne s'agit pas ici de réfuter le caractère passif de la méthode mais d'accentuer le fait qu'il est possible de modifier les données d'entrées (hydriques et/ou électriques) d'un problème afin de perturber un signal existant facilitant ainsi son interprétation. L'objectif de ce chapitre est donc de montrer qu'il est possible de faciliter le diagnostic d'un ouvrage en termes de localisation de zones de fuite par la PS. Dans ce Chapitre, deux sites aux caractéristiques morphologiques et d'usage différents constitueront les ouvrages tests sur lesquels seront appliquées les méthodes dites PS actives. Ces deux sites seront référencés **site B** et **site C** dans la suite de ce travail.

La suite de cette thèse concerne la technique employée pour la prise de mesure. Un système d'acquisition à haut rendement a dû être élaboré afin de répondre à la demande d'investigation des ouvrages, et plus précisément pour les investigations des digues. Il s'agit ici de mesures PS effectuées en eau par traînées d'électrodes et par mesure "en continu" (haute fréquence d'acquisition) du potentiel électrique le long de la digue. Un exemple de mesure à "haut rendement" sera présenté dans le **Chapitre 6**, sur un ouvrage qui sera référencé **site D**. Il s'agira ici de comparer les mesures de PS à haut rendement, en eau, le long d'un canal rectiligne de dérivation, d'une longueur avoisinant le kilomètre, à des mesures effectuées classiquement à terre en rive droite et en rive gauche. En plus du "haut rendement" en acquisition, ce chapitre est aussi consacré au "haut rendement" en termes de traitement de données. De la prise de mesure à l'estimation de débit de fuite, plusieurs étapes sont nécessaires. On propose ici une automatisation du traitement des données de PS, en

tenant compte de l'information de résistivité électrique. Cette automatisation de traitement passe, par exemple, par le choix d'une géométrie correspondant au site, avec ou sans topographie, et d'autres paramètres qui entrent en ligne de compte dans le traitement des données, comme la distribution de résistivité électrique.

Dans la conclusion, nous reviendrons sur les objectifs de cette thèse dans le cadre du projet ERINOH, et plus particulièrement du thème détection. Nous détaillerons les apports de l'étude de la méthode PS appliquée sur les ouvrages hydrauliques. Les réponses aux questions traitées au cours de ce travail posent d'autres interrogations ; celles-ci ouvrent de nouvelles perspectives de travail sur l'application de la méthode PS (suite à ces travaux de thèse).

# Etat de l'art

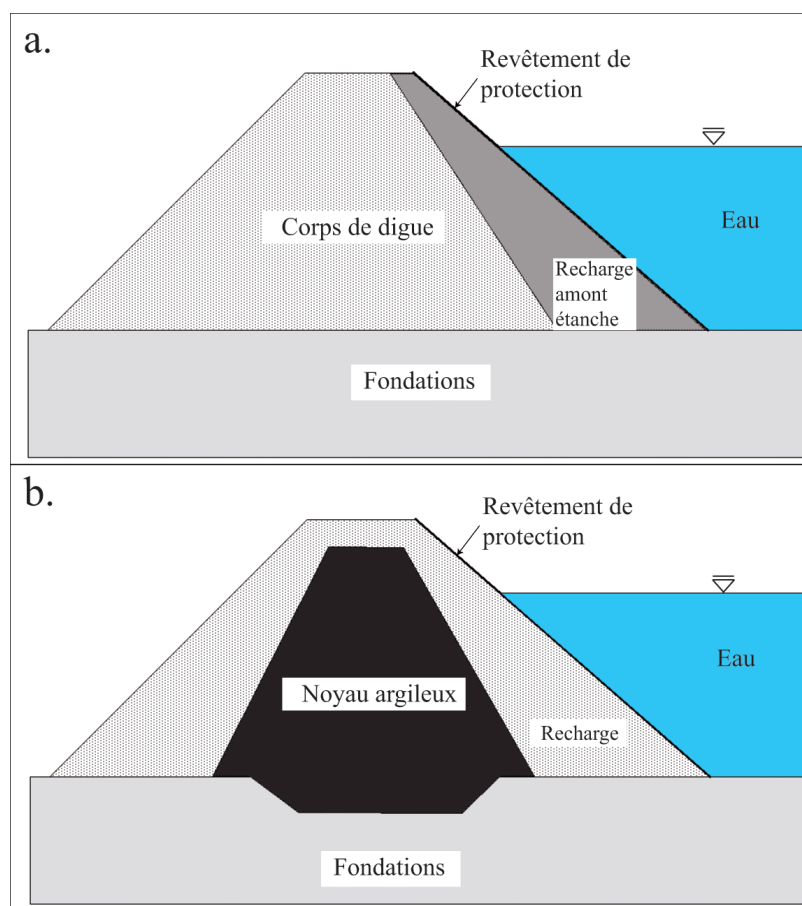
---

## A – L'ouvrage génie civil : digues et barrages :

En France, il existe une grande variété de digues, qui s'explique par les différentes époques de constructions, les différents matériaux utilisés dans leur construction, ainsi que par les modifications successives que les digues ont subies au cours de leur cycle de vie. Dans d'autres pays (Pays-Bas, Suède ...) où la problématique digue est encore plus cruciale qu'en France (pays plus vulnérables de par la multiplicité des ouvrages et par leur faible altitude par rapport au niveau des mers), cette disparité de construction et de suivi des digues est très importante. Toutefois, la digue récente en remblai peut être réalisée suivant deux principes différents :

- Digue homogène : le même matériau assure les fonctions d'étanchéité et de stabilité de l'ouvrage (exemples : digues de Camargue en limon étanche, digues d'aménagement hydroélectrique du Rhône en matériau semi-perméable. Une couche imperméable (par exemple des dalles bétons) peut venir s'ajouter en amont à ce type de configuration pour renforcer l'étanchéité (**Figure 1-a.**).
- Digue zonée : un noyau argileux, situé au centre de l'édifice constitué de matériaux plus perméables (blocs, remblais), constitue la barrière imperméable de l'ouvrage (**Figure 1-b.**). On se rapproche alors d'une conception de type grand barrage.





**Fig. 1-** Coupe schématique d'une digue **a.** sans noyau argileux. **b.** présentant un noyau argileux.

La digue est une construction établie dans le but de contenir les eaux ou de se protéger de leurs effets (Kurtz, 1997). Une description de l'ouvrage digue ainsi que l'évaluation des performances des digues de protection contre les crues est exposée dans le cadre de la thèse "Evaluation de la performance des digues de protection contre les inondations, Damien SERRE, 2005, Université de Marne-La-Vallée". Les digues peuvent avoir deux fonctions principales qui les séparent alors en deux grandes familles: les digues en charge permanente et les digues de protection contre les inondations.

Concernant les digues de protection contre les crues, celles-ci sont des ouvrages dont une partie est construite au-dessus du terrain naturel afin de contenir épisodiquement un flux d'eau (Mériaux et al., 2001). L'essentiel du parc de ce type de digues est ancien et leur constitution est généralement mal connue par les gestionnaires. Il s'agit alors de remblais en terre allant du limon au sable et parfois même graviers.

Concernant les digues en charge permanente, celles-ci correspondent principalement à des digues de navigation ou de dérivation. On compte, pour les petits canaux de navigation environ 10 ruptures par an sur les 6 700 km de canaux navigables (Daly et al. 2004). Il s'agit souvent de digues très hétérogènes, mal connues des gestionnaires d'ouvrages à l'exception des digues récentes d'aménagement hydroélectrique (Rhône et Rhin).

Dans le cadre de ce travail de détection des fuites par la méthode PS, nous nous intéresserons aux digues correspondant à la famille des digues en charge permanente ainsi qu'aux barrages. En effet, cette méthode géophysique étant sensible aux écoulements en milieu poreux, seules les digues en charge sur de longues périodes peuvent présenter des écoulements de ce type et permettent des mesures PS.

## **B – Etudes sur la problématique digues – barrages**

Plusieurs études ont été menées à ce sujet, notamment la commission CIGB (Commission Internationale des Grands Barrages), où trois causes majeures de rupture d'ouvrages hydrauliques en remblai ont pu être identifiées (érosion, surverse et glissement). Mentionnons enfin, le Projet ERINOH (ERosion INterne des Ouvrages Hydrauliques) dans lequel cette thèse s'inscrit et dont nous avons déjà parlé en **Introduction** ainsi que le Projet Ijkdijk (Projet Hollandais) où des expérimentations allant jusqu'à la rupture des ouvrages sont réalisées sur des ouvrages tests construits à cette occasion.

Le suivi du parc et le diagnostic des mauvais fonctionnements éventuels sont nécessaires en France et partout dans le monde. Plusieurs guides ont été édités afin d'aider les gestionnaires d'ouvrages dans cette tâche de diagnostic (de leurs ouvrages). Notons le guide pour la mise en œuvre et l'interprétation des méthodes géophysiques et géotechniques de C. Fauchard et P. Mériaux : “Méthodes géophysiques et géotechniques pour le diagnostic des digues de protection contre les crues”, 2004, CEMAGREF Editions. Une première partie de ce guide s'attache à la description de l'ouvrage digue en lui-même. Cependant il est difficile de donner une description précise en termes de topographie, de constitution, de dimensions et de mode de fonctionnement de ce type d'ouvrage tant les disparités sont importantes suivant le lieu de construction. La mise en œuvre des méthodes géophysiques présentées dans le guide, montre l'intérêt et les résultats attendus des principales méthodes géophysiques utilisées à ce jour sur les ouvrages hydrauliques comme les méthodes électriques, électromagnétiques et sismiques. Il présente aussi des méthodes de reconnaissance

géotechnique à haut rendement. Cependant, il s'avère que les méthodes classiquement utilisées pour le diagnostic des ouvrages hydrauliques ne sont pas suffisantes pour la détection de fuite. Il s'agit ici principalement d'outils qui permettent d'identifier certaines hétérogénéités d'un ouvrage en termes de structure lithologique ou de singularités et de ce fait alors applicables aux digues aussi bien en charge permanente qu'aux digues de protection contre les crues. Notons toutefois, que la tomographie de résistivité électrique peut, dans certains cas, suite à la présence de valeurs de résistivités électriques faibles, permettre de localiser des zones de fuites. La méthode PS semble, de par sa sensibilité aux écoulements souterrains, être un outil intéressant dans le cadre des diagnostics de digues et barrages.

## **C - Les applications de la méthode PS**

### **• Rétrospective**

La méthode PS a été utilisée pour la première fois par Robert Fox en 1830 pour détecter le cuivre du sous-sol de Cornwall en Angleterre. C'est la plus ancienne méthode géophysique et aussi la plus simple dans sa mise en œuvre. Cependant, la difficulté d'interprétation des mesures, en relation avec la méconnaissance des mécanismes à l'origine des signaux de PS, a freiné son développement. Aujourd'hui, ces mécanismes ont été mis en lumière. L'un de ces mécanismes correspond à la production d'un courant électrique sous l'effet d'un gradient de pression hydrique : on parle de phénomène électrocinétique. Ce mécanisme fait partie des mécanismes dits "de couplages" (ici entre un gradient de pression hydrique et un courant électrique).

### **• Applications en géosciences**

De nos jours, la méthode PS a trouvé plusieurs champs d'applications dans les domaines de l'exploration minière, de la géothermie et plus récemment dans les problèmes d'environnement et d'hydrogéologie. La sensibilité de cette méthode aux écoulements souterrains, a conduit à la réalisation de plusieurs travaux, comme le suivi d'essai de pompage (Bogoslovsky and Ogilvy, 1973 ; Rizzo et al., 2004 ; Suski et al., 2004 ; Titov et al., 2005b), la détection et le suivi de panache de contamination (Perry et al., 1996 ; Vichabian et al., 1999 ; Naudet et al., 2004 ; Minsley et al., 2007), la reconstitution du niveau piézométrique à l'échelle d'un bassin versant (Linde et al., 2007b), la délimitation spatiale d'un paléochenal

(Revil et al., 2005), la localisation de cavité de subsurface (Jardani et al., 2006c) pour n'en citer que quelques uns.

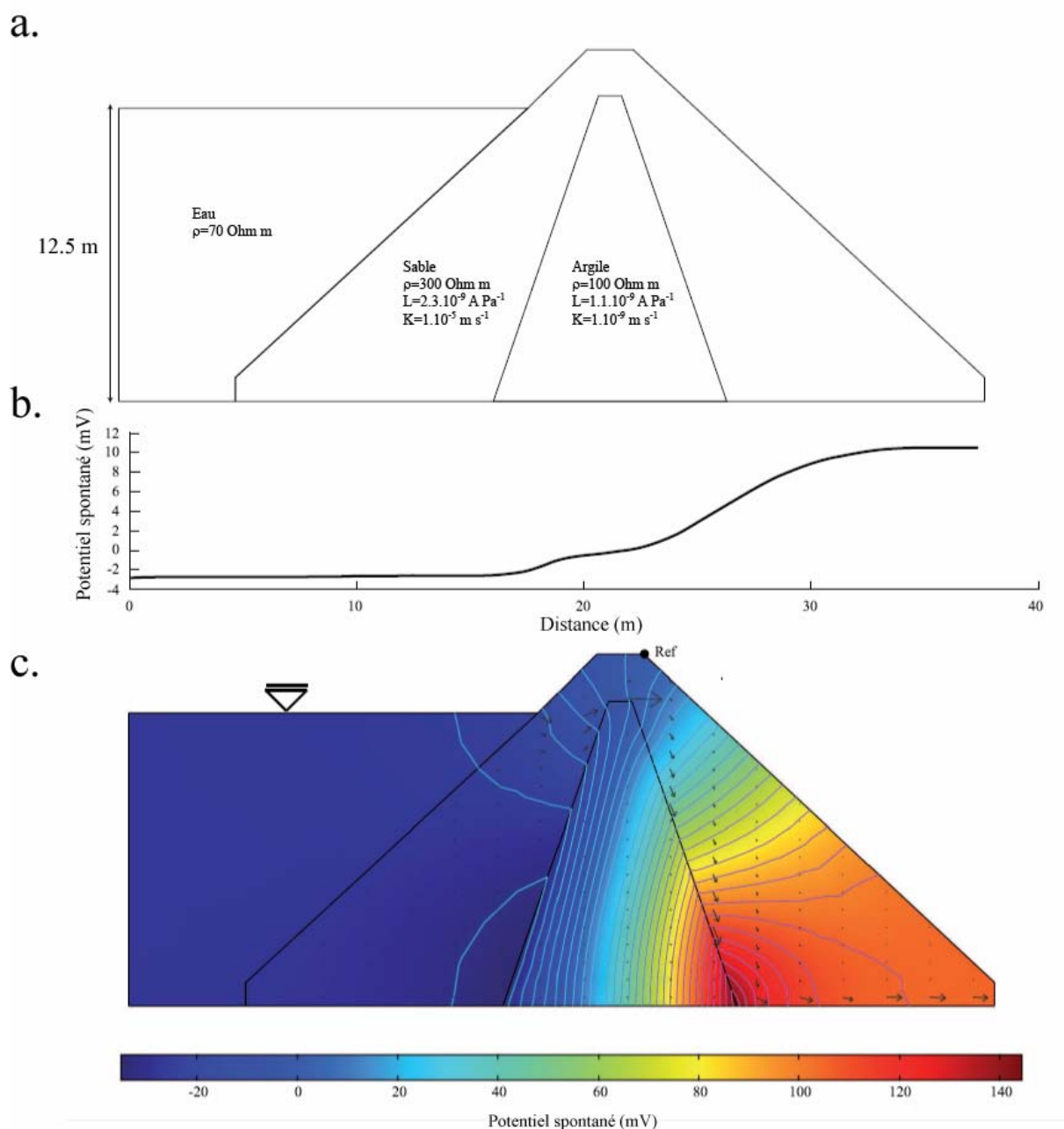
- **Applications sur les ouvrages hydrauliques**

La méthode PS s'est donc tournée tout naturellement vers la problématique des zones de fuites dans les ouvrages hydrauliques que constituent les digues et les barrages (Wilt et Corwin, 1989 ; Scheffer et Howie, 2001 ; Rozycki et al, 2005). Cette problématique est un enjeu majeur aujourd'hui, de par les risques de ruptures des ouvrages et les conséquences sur la sécurité de la population ainsi qu'aux niveaux économique et environnemental.

L'outil géophysique "potentiel spontané" semble être un outil tout à fait pertinent et même incontournable dans les investigations d'ouvrages hydrauliques, de par le développement important de la méthode au cours de ces 20 dernières années. Des travaux récents ont montré l'efficacité et l'utilité de cette méthode pour le diagnostic d'ouvrages hydrauliques. La méthode PS a déjà permis de localiser avec succès des zones d'écoulement préférentiel dans les digues (Ogilvy et al., 1969 ; Bogoslovsky et Ogilvy, 1970 ; Black et Corwin, 1984 ; Butler et al., 1989 ; Corwin, 1991 ; Ganesh Mainli « monitoring of Tailing Dams with Geophysical Methods », licentiate thesis, 2007 ; Scheffer, Thesis, 2007). Concernant l'application concrète sur des ouvrages hydrauliques, Rozycki et al (2006) ont développé des solutions analytiques pour le calcul du potentiel spontané, associé à la polarisation de zones de fractures au sein d'un barrage. Ils décrivent une méthodologie pour déterminer les composantes individuelles d'un ensemble de fractures distinctes. Cependant, ces travaux ne permettent pas d'estimer un débit de fuite, vu la simplicité des géométries de fractures utilisées, ainsi que la non-utilisation de l'information de résistivité électrique, incontournable dans la méthode PS comme nous le verrons plus loin.

## **D – Simulations numériques PS sur ouvrages hydrauliques**

Les simulations numériques réalisées sur les digues et les barrages montrent la formation, lors d'un écoulement préférentiel, d'un dipôle électrique qui suit la direction de l'écoulement de la fuite d'amont en aval (Scheffer, 2007). On observe une anomalie négative au niveau de l'interface retenue/barrage (ou digue) qui correspond à la zone d'entrée d'eau dans l'ouvrage. La partie positive du dipôle se situe en aval de la zone d'écoulement (**Figure 2**).



**Fig. 2 - a.** Géométrie 2D d'une digue en sable avec un noyau argileux. **b.** Profils de potentiel spontané simulé en surface de la digue. **c.** Potentiel électrique et équipotentiels de potentiel spontané. Les flèches représentent la direction d'écoulement de l'eau.

La détection de ce type d'anomalie signe la présence d'un écoulement amont-aval mais pas nécessairement la présence d'une fuite. En effet, il peut s'agir du gradient naturel d'écoulement de l'eau à travers la digue.

Les travaux de Scheffer portent également sur la notion de détectabilité d'une zone de fuite par la méthode PS en fonction, d'une part, du protocole de mesure utilisé (statique ou monitoring) et, d'autre part, de la géométrie, ainsi que de la localisation en profondeur de la zone de fuite. Cette étude de détectabilité s'est effectuée par simulation numérique d'une digue de soixante mètres de haut, présentant un noyau argileux dans lequel se développe, de l'aval vers l'amont, une zone d'érosion interne à 45 mètres de profondeur. Sheffer montre alors que le maximum de l'anomalie de PS engendrée par le développement de l'érosion interne sous forme d'un renard se situe, dans le temps, juste avant la rupture de l'ouvrage, c'est-à-dire juste avant que le renard ne traverse de part en part le noyau argileux de la digue. Cette étude montre aussi la sensibilité de la mesure du signal de PS effectuée comparativement en surface et en forage, et ceci suivant la profondeur de développement du renard (15, 45 et 60 mètres de profondeur), ainsi que suivant la distance horizontale effective séparant la mesure en forage de la zone de fuite. Plus une fuite se situe en profondeur et plus le signal de PS mesuré en surface sera "large" (de grande longueur d'onde) et ténu. En revanche une fuite située en proche surface présentera une anomalie de PS de plus grande amplitude sous la forme d'un pic resserré à l'aplomb de la fuite (de petite longueur d'onde). C'est d'ailleurs cette propriété de la forme du signal qui est utilisée dans l'approche probabiliste développée par Patella (que nous mentionnerons dans la partie E de ce chapitre *Etat de l'art*).

D'autres auteurs (Johansson et Dahlin, 1996 ; Johansson et al., 2005) ont quant à eux décrit les fluctuations des signaux de PS et de résistivité électrique en fonction des fluctuations du niveau d'une retenue d'eau ainsi qu'en fonction des variations saisonnières des propriétés de l'eau de la retenue.

## **E - Le potentiel spontané : quantification des processus hydriques**

L'interprétation des données de PS se limitait à des analyses qualitatives et des analyses quantitatives simples qui estimaient alors la profondeur d'une possible zone d'écoulement (Panthulu et al., 2001 ; Rozycki et al., 2006 ; Corwin, 2007).

Des algorithmes simples et rapides de tomographie ont aussi récemment vu le jour afin d'interpréter les signaux de PS (Patella, 1997a, b ; Gibert et Pessel., 2001 ; Sailhac et Marquis., 2001). Patella propose une approche probabiliste de tomographie des signaux de PS. Des estimations de localisation en profondeur des sources responsables des signaux de PS

mesurés en surface ont été réalisées avec succès. Cependant les travaux de Patella ne sont applicables que pour des accumulations de charges sous forme de monopole. Plusieurs auteurs ont montré que les phénomènes naturels comme les phénomènes d'oxydoréduction ou électrocinétique correspondent à des sources dipolaires (Bigalke et Grabner., 1997 ; Revil et al, 1999). L'extension de l'algorithme présenté par Patella à des sources dipolaires a été développée par Revil et al., 2001. A ce sujet, nous présenterons dans le **Chapitre 5** une application de cette méthode sur des signaux de PS acquis sur la crête d'un barrage.

D'autres méthodes, qui caractérisent l'écoulement en milieu poreux à partir des données PS, ont vu le jour. Notons ici les travaux d'Aubert et al (1993) et Aubert et Atangana (1996) qui supposent que l'amplitude des signaux de PS est reliée à la distance le long de laquelle l'eau percole dans la zone vadose pour atteindre la zone saturée. Les signaux de PS seraient alors localisés au niveau de cette zone vadose avec une relation empirique linéaire entre le signal PS et l'épaisseur de la zone vadose. Cette relation détermine alors une surface équipotentielle (surface dite SPS) et permettrait de relier les signaux de PS à la localisation de la surface piézométrique. Aubert et Atangana ont montré la validité de cette méthode sur plusieurs cas de terrain (Aubert et Atangana (1996) et Aubert et al. (2000)).

Fournier et Birch (Fournier, 1989 ; Birch, 1993, 1998) montrent, quant à eux, et de manière plus théorique, que les signaux de PS seraient produits par une couche de dipôles électriques localisés au niveau de la surface piézométrique, et dont l'intensité serait proportionnelle à la hauteur piézométrique. L'existence de cette couche de dipôles est liée au fait que la surface piézométrique sépare deux zones (la zone saturée et la zone non saturée) aux coefficients de couplages différents (la notion de coefficient de couplage sera détaillée dans le **Chapitre 1** : le potentiel spontané).

Toutes les méthodes présentées précédemment sont des méthodes de caractérisation et de localisation des sources de PS. Cependant, là aussi, toutes ces méthodes restent simples et ne prennent pas en compte toutes les informations disponibles sur un site, et plus particulièrement l'influence de la distribution de résistivité électrique qui joue un rôle déterminant.

## • Méthodes inverses

L'analyse quantitative poussée des signaux de PS est apparue avec le développement des méthodes inverses. L'inversion des données de PS présente une approche plus rigoureuse dans la détermination de la distribution des sources en proche surface car elle peut tenir compte de l'information de résistivité électrique d'un sous-sol. L'inversion des données de PS consiste en la détermination de la distribution des sources dans tout le domaine (2D ou 3D) qui reproduit au mieux les mesures effectuées en surface. Il s'agit d'un problème nettement sous-déterminé (peu de mesures et beaucoup d'inconnues). Le principe de l'inversion sera exposé au cours du **Chapitre 4**.

Parmi les différentes méthodes inverses, notons tout d'abord la méthode du Simplex (Caceci et Cacheris (1984)). Le simplex est un algorithme itératif qui consiste à optimiser un jeu de paramètres afin de minimiser l'écart entre les données mesurées et les données calculées. Cet algorithme a besoin pour commencer d'un jeu de paramètres a priori (les paramètres inconnus). Plus le nombre de paramètres sera grand et plus le temps de calcul itératif sera long. Le problème inverse en PS étant un problème sous-déterminé et le nombre d'inconnues étant très grand (surtout en 3D) cette méthode n'est pas la bonne direction à suivre pour déterminer une distribution de sources dans le sous-sol. En revanche, cet algorithme s'avère tout à fait efficace pour d'autres applications à faible nombre de paramètres, comme la détermination de la surface d'un cône de rabattement lors d'un essai de pompage (Naudet, thèse, 2004), et surtout pour des problèmes qui présentent peu de minima locaux.

Minsley et al., (2007) utilisent, quant à eux, un algorithme d'inversion basé sur le schéma d'un réseau constitué de nœuds, où sont définis les potentiels et les courants sources. Ces nœuds sont reliés entre eux par des branches d'impédances ( $\Omega$ ) calculées à partir de données de résistivité électrique ( $\Omega.m$ ). Cet algorithme présente un schéma analogue à un réseau de transmission d'informations, où les informations sont transmises à chaque nœud à travers les différentes branches du réseau (Madden et Swift, 1969 ; Madden, 1972). Cette méthode d'inversion a été utilisée avec succès sur des données de PS collectées au niveau d'un test de pompage. D'autres travaux ont aussi été développés dans ce sens. Jardani et al, (2006, 2007a, b), proposent une étude basée sur la régularisation de Tikhonov. Cette méthode est très utile lors d'études de problèmes sous-déterminés comme c'est souvent le cas en géophysique, et plus particulièrement avec la méthode de PS. Ces auteurs montrent une



application de cette méthode pour la reconstitution de circulations hydriques d'origine géothermique à partir de données de PS et de résistivité électrique. Ce problème de régularisation est commenté par de nombreux auteurs, comme Hansen, (1992) et Yanfei Wang (2007). Il est important de noter ici les travaux de Hansen et Fedi (Fedi et al., 2005) dans le développement des méthodes inverses et plus particulièrement concernant la notion de résolution par rapport à la profondeur (Fedi et al., 2005).

Tous ces travaux constituent les récentes avancées numériques et de développement d'algorithmes d'inversion de données géophysiques. Dans le cadre de cette thèse, nous proposerons une approche inverse appliquée à une digue en terre dans un but de localisation d'une fuite et d'estimation de son débit (**Chapitre 4**).

## **F – La PS en haut rendement**

Les digues étant des ouvrages de grande longueur, les mesures de PS doivent s'inscrire dans l'optique d'une acquisition à haut rendement. Certains auteurs ont déjà effectué des mesures de PS en eau à haut rendement le long d'une digue (Bièvre et Norgeot, 2002). Ces études ont montré une bonne répétitivité des mesures, laissant suggérer la bonne applicabilité de la méthode à ce type de protocole de mesure. Le **Chapitre 6** de ce travail présentera par ailleurs des exemples d'acquisition à hauts rendements réalisés sur deux sites d'étude (site A et D).

# Chapitre 1

## Le potentiel spontané

---

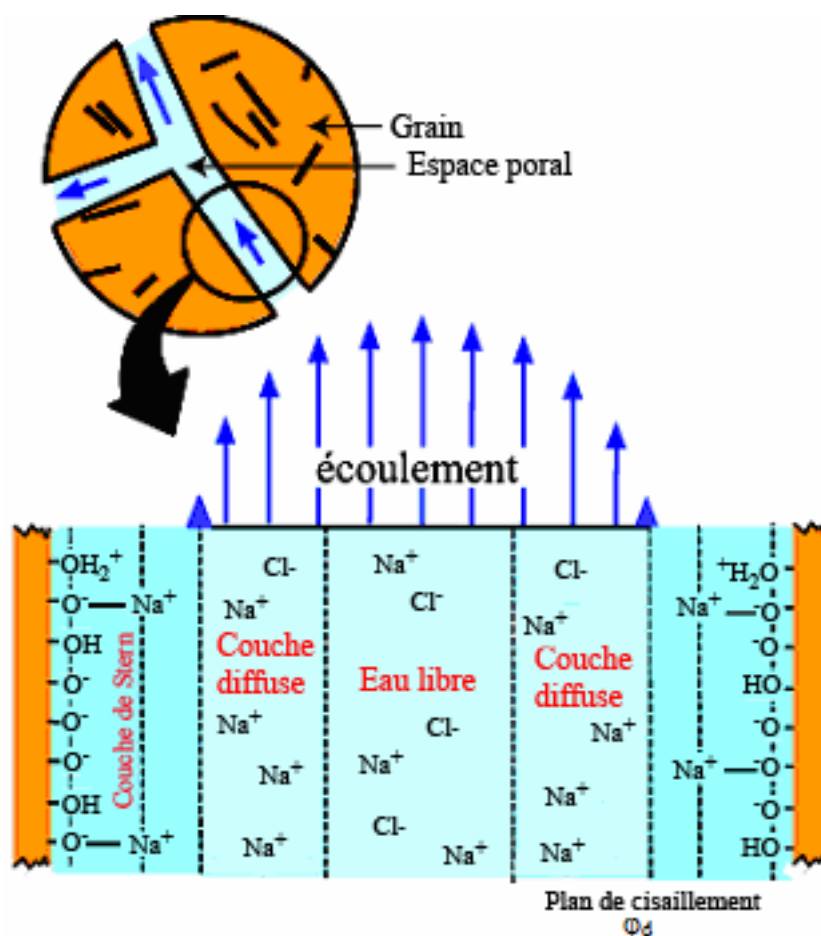
La méthode du potentiel spontané correspond à la mesure passive de la distribution du potentiel électrique à la surface du sol ou en forage sans injection de courant. Dans la nature, il existe différents types de sources de courant qui peuvent générer un potentiel électrique. Le potentiel d'électrofiltration, par exemple, est lié à la circulation de l'eau en milieu poreux ou fracturé. Le potentiel d'oxydoréduction, ou potentiel redox, génère également des anomalies de potentiel électrique. On parle alors de phénomène électro-rédox. Ce sont principalement ces deux sources qui seront rencontrées lors des campagnes d'investigations de potentiel spontané sur des ouvrages hydrauliques. L'objectif de ce travail étant un diagnostic des digues et barrages en termes de fuites, nous sommes de ce fait amenés à chercher des signatures d'écoulement et donc des signaux qui ont pour origine l'électrofiltration. Dans ce chapitre, nous nous attacherons principalement à détailler l'origine et les mécanismes du phénomène d'électrofiltration. Une partie de ce chapitre sera aussi consacrée à une brève description des autres sources de signaux de PS.

### 1.1. Le potentiel d'électrofiltration

#### 1.1.1. Le milieu poreux

L'électrofiltration peut être définie comme l'apparition d'un champ électrique mesurable dans un milieu poreux sous l'effet de la circulation d'un fluide dans ce milieu. Pour bien comprendre l'origine de l'électrofiltration (on parle aussi de source électrocinétique), il faut avoir une vision microscopique du milieu poreux. En effet, à cette échelle, la surface des grains qui constituent le milieu poreux est généralement chargée négativement. Cette charge négative est provoquée par des mécanismes électrochimiques entre la surface du minéral et l'eau présente dans l'espace poral du milieu ( $\text{SiOH} \rightleftharpoons \text{SiO}^- + \text{H}^+$  pour la silice, e.g., Revil et al, 1999). Ces mécanismes correspondent à des phénomènes d'interaction chimique entre l'électrolyte et des groupements hydroxyles présents à la surface des grains (silanols et aluminols). D'autres phénomènes entrent aussi en jeu tels que des substitutions isomorphiques de certains cations dans le réseau cristallin, dans le cas des aluminosilicates comme de la smectite ( $\text{Al}^{3+}$  par  $\text{Mg}^{2+}$ ). Au final, cette "surface" chargée négativement génère un champ

électrostatique au voisinage de la surface des minéraux. Les ions présents dans l'eau réagissent à ce champ électrostatique de manières différentes suivant leurs signes de charges : les cations vont être attirés à proximité de la surface du minéral tandis que les anions vont, au contraire, être repoussés. Cette “migration” des ions permet, pour un volume élémentaire du milieu poreux, de respecter une charge totale nulle. Il apparaît alors différentes zones entre la surface du minéral et le centre de l'espace poral qui peuvent être définies suivant la mobilité des ions et l'influence spatiale de ce champ électrostatique : on parle alors de double couche électrique (**Figure 1.1**).



**Fig. 1.1-** Schéma de la double couche électrique. L'écoulement de l'eau entraîne l'excès de charge de la couche diffuse, ce qui génère un courant d'électrofiltration.

### 1.1.2. La double couche électrique

En 1853, Helmholtz propose un modèle de distribution de charges électriques dans le milieu poreux. Il définit une couche d'ions adsorbés qui serait délimitée par deux plans, l'un passant par les charges négatives situées à la surface du minéral, et l'autre passant par le centre des cations attirés par cette même surface. Cependant, ce modèle ne prend pas en compte la distribution des ions de l'eau porale dans le champ électrique local associé à la charge de surface. Cette diffusion va être prise en compte par Gouy (1910) et Chapman (1913) qui remplacent alors ce plan de cations par une couche dite diffuse. A l'intérieur de cette couche, la densité de charges diminue avec la distance à l'interface eau/minéral suivant une distribution de Boltzmann. En 1924, Stern reprend tous ces travaux et présente alors la théorie de la double couche électrique avec une couche compacte à l'interface eau/minéral appelée couche de Stern et une couche diffuse. La délimitation entre couche de Stern et couche diffuse se "matérialise" par ce que l'on appelle le plan de cisaillement qui correspond, lors du mouvement du fluide dans l'espace poral, à la limite où la vitesse relative du fluide par rapport aux grains est nulle (**Figure 1.1**). Ainsi, pour la silice, dont la surface est chargée négativement, et pour un électrolyte composé d'ions sodium  $\text{Na}^+$  et Chlorures  $\text{Cl}^-$ , l'illustration (**Figure 1.1**) et la description de la double couche électrique peut se faire de la manière suivante :

- i. Une couche compacte appelée couche de Stern. Elle constitue la première "enveloppe" autour d'un grain. Celle-ci se caractérise par la présence de cations (ici de cations  $\text{Na}^+$ ) adsorbés à la surface du minéral et sont, de ce fait, immobiles d'un point de vue hydraulique.
- ii. Une couche diffuse, dite aussi de Gouy Chapman. Les cations adsorbés au niveau de la couche de Stern ne satisfont pas à eux seuls l'électroneutralité du système. Cette couche diffuse est donc caractérisée par un excès de cations au détriment des anions. La différence fondamentale qui existe entre la couche de Stern et la couche diffuse réside dans le fait que, dans cette dernière, les cations sont mobiles hydrauliquement.

Au-delà de cette couche diffuse, on parle d'électrolyte libre. Il n'y a plus d'influence du champ électrostatique et il y règne une électroneutralité locale. La couche diffuse peut alors être définie par une longueur que l'on appelle longueur de Debye  $\lambda_D$  (m) qui correspond à la distance d'influence électrique de la surface du minéral (chargée négativement) sur l'espace

poral. Cette longueur, de l'ordre de 10 Å à 300 Å (Revil et Glover, 1997), est définie par la relation suivante :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_r \epsilon_0 k_b T}{2e^2 N I}}, \quad (1.1)$$

où,  $\epsilon_0$  est la permittivité électrique du vide ( $\epsilon_0 = 8.84 \times 10^{-12}$ ),  $\epsilon_r$  la constante diélectrique relative,  $e$  la charge élémentaire de l'électron ( $-1.602 \times 10^{-19}$  C),  $T$  la température (en K),  $k_b$  la constante de Boltzmann ( $k_b \approx 1.3806 \times 10^{-23}$  J.K<sup>-1</sup>),  $N$  le nombre d'Avogadro ( $6.023 \times 10^{23}$  mol L<sup>-1</sup>) et  $I$  la force ionique de l'eau en (mol m<sup>-3</sup>). La force ionique est une fonction des concentrations ioniques des ions dans l'eau porale et est exprimée par :

$$I = \frac{1}{2} \sum_i [i] z_i^2, \quad (1.2)$$

où  $[i]$  est la concentration de l'espèce ionique  $i$  et  $z_i$  sa valence. L'augmentation de la concentration en ions fait donc diminuer l'épaisseur de la couche diffuse. Ainsi, une eau douce favorisera le développement de la couche diffuse, avec une longueur de Debye relativement importante, tandis qu'une saumure limitera son extension, avec une longueur de Debye très faible. La longueur de Debye étant maintenant explicitée, on peut alors définir la distribution du potentiel électrique dans la couche diffuse par la relation suivante (e.g., Pride, 1994) :

$$\varphi(\lambda) = \zeta \exp\left(-\frac{\lambda}{\lambda_D}\right), \quad (1.3)$$

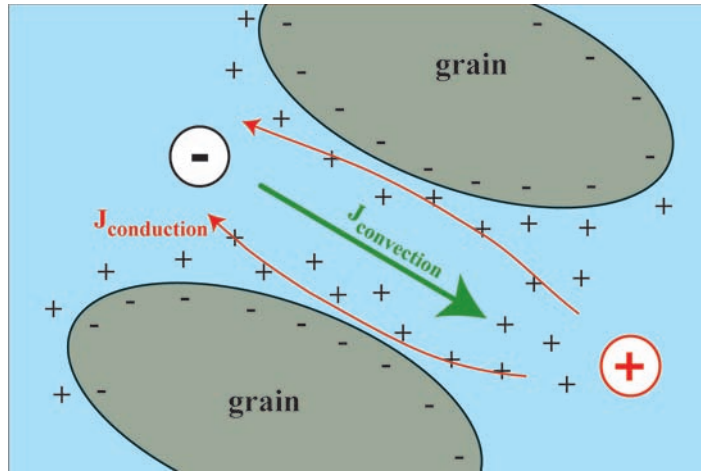
où  $\varphi(\lambda)$  est le potentiel électrique (en V),  $\zeta$  est le potentiel zeta, qui correspond au potentiel électrique de la surface de cisaillement entre la couche de Stern et la couche diffuse (en V), et  $\lambda$  est la distance du point considéré à la couche de Stern (en m). Là aussi, un électrolyte à forte concentration ionique aura tendance à diminuer la valeur absolue du potentiel zeta par une augmentation de la concentration de cations présents au niveau de la couche de Stern. Dans le cas d'une solution très concentrée, il se peut que l'épaisseur de la double couche électrique (de quelques nm à des dizaines de nm) soit du même ordre de grandeur que le

rayon des ions. Dans ce cas de figure, on ne peut donc plus parler de couche diffuse et donc de phénomène d'électrofiltration (e.g.,  $[C] > 10^{-1}$  mol/L).

Cet équilibre est cependant perturbé si le milieu est soumis à un gradient de pression (ou de la même manière à un gradient de concentration de charge). En effet, lors d'un écoulement, les cations en excès dans la couche diffuse vont "migrier" dans le sens de l'écoulement. Il existe alors un flux net de charges (quantité de charges qui traversent une surface unité par unité de temps correspondant à une densité de courant) qui est responsable de l'apparition d'un courant électrique (dont les porteurs de charges ici sont les ions). Une "anomalie" positive dans le sens de l'écoulement est alors créée.

### 1.1.3. Le phénomène de couplage

Nous allons maintenant exprimer d'une manière plus quantitative le phénomène d'électrofiltration et revenir à cette notion de densité de courant source. Au début du XIX<sup>e</sup> siècle, les expériences d'Helmholtz ont permis de mieux comprendre le phénomène d'électrofiltration. Lors d'un écoulement dans un échantillon poreux, l'excès de charges présent dans la couche diffuse migre dans le sens de l'écoulement vers l'extrémité de l'échantillon. Ce déplacement de charge est appelé courant électrique source, ou courant de convection (dû à un gradient de pression) et, par conséquent, génère l'apparition d'un champ électrique qu'il est possible de mesurer aux bornes du même échantillon. En contrepartie apparaît un courant dit de conduction (dû au gradient de charges induit par l'électrofiltration) de sens opposé au courant source de convection. L'intensité de ce courant de conduction va dépendre de la conductivité électrique du milieu. Un milieu poreux va favoriser d'autant plus un courant de conduction que sa conductivité électrique est importante (**Figure 1.2**).



**Fig. 1.2-** Principe de fonctionnement des courants de convection et de conduction  
(tirée de M.Sheffer, thèse, 2008).

La différence de potentiel électrique aux bornes de l'échantillon est appelée potentiel d'électrofiltration. La relation qui relie le potentiel d'électrofiltration au gradient de pression énoncée par Smoluchowski (1903) s'exprime par la relation d'Helmholtz- Smoluchowski :

$$\frac{\delta\phi}{\delta p} = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 \zeta}{\eta_f \sigma_f} = C_{HS}, \quad (1.4)$$

où  $\delta\phi$  et  $\delta p$  sont respectivement la différence de potentiel électrique et la différence de pression aux bornes de l'échantillon,  $\eta_f$  est la viscosité du fluide (Pa s) et  $\sigma_f$  est la conductivité électrique du fluide ( $S m^{-1}$ ). Le terme  $C_{HS}$  ( $HS$  pour Helmholtz- Smoluchowski) est le coefficient de couplage électrocinétique ( $V Pa^{-1}$ ). Cette relation est valable pour des écoulements laminaires et pour une conductivité de surface des grains négligeable devant la conductivité du fluide. Le signe du potentiel zeta qui correspond au signe de la charge de surface du minéral détermine le signe du coefficient de couplage électrocinétique.

Nous verrons, notamment au travers du **Chapitre 2**, une généralisation de cette relation pour des régimes d'écoulement non laminaire et pour des conductivités de surface non négligeables devant la conductivité du fluide.

#### 1.1.4. Les équations constitutives

Nous allons maintenant voir les équations constitutives qui régissent le phénomène électrocinétique, c'est-à-dire qui relient le processus de flux hydrique aux processus électriques. Le couplage entre la densité de courant total (terme de convection et terme de conduction) et le flux hydrique s'exprime au travers de deux équations constitutives couplées suivantes :

$$\mathbf{J} = -L_{11}\nabla\varphi - L_{12}(\nabla p - \rho_f \mathbf{g}), \quad (1.5)$$

$$\mathbf{U} = -L_{21}\nabla\varphi - L_{22}(\nabla p - \rho_f \mathbf{g}), \quad (1.6)$$

$\mathbf{J}$  est la densité de courant totale ( $\text{A m}^{-2}$ ),  $\mathbf{U}$  est la vitesse de Darcy ( $\text{m s}^{-1}$ ),  $p$  est la pression du fluide (Pa) définie par  $p = p_0 + \delta p$  (où  $\delta p$  est la surpression,  $p_0 = \rho_f g z$  est la pression hydrostatique avec  $z$  la profondeur,  $g$  l'accélération de pesanteur ( $\text{m s}^{-2}$ ) et  $\rho_f$  la masse volumique du fluide ( $\text{kg m}^{-3}$ ),  $-\nabla\varphi = \mathbf{E}$  est le champ électrique dans la limite quasi-statique des équations de Maxwell ( $\text{V m}^{-1}$ ). Les termes  $L_{11}$  et  $L_{22}$  sont des propriétés du matériau qui correspondent respectivement à la conductivité électrique du milieu  $\sigma$  ( $\text{S m}^{-1}$ ) et au rapport  $k/\eta$  (où  $k$  est la perméabilité du milieu ( $\text{m}^2$ ) et  $\eta$  la viscosité dynamique du fluide ( $\text{Pa s}$ )). Le principe de réciprocité d'Onsager (1931) implique que  $L_{12} = L_{21} = L$  afin d'avoir une fonction de dissipation du système positive. Les coefficients  $L_{ij}$  ( $i \neq j$ ) sont alors appelés des coefficients de couplage généralisés entre les lois généralisées d'Ohm et de Darcy. Ce terme  $L$  qui s'exprime en  $\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$  est alors relié aux paramètres qui caractérisent le milieu poreux (Lorne et al, 1999, Pengra et al, 1999, Revil et Leroy, 2001) par :

$$L = -\frac{\varepsilon_f \zeta}{\eta_f F}, \quad (1.7)$$

avec  $L = L_{12} = L_{21}$  et  $L^2 \leq L_{11}L_{22}$ ,  $\varepsilon_f = \varepsilon_0 \varepsilon_r$  la constante diélectrique du fluide ( $\text{F m}^{-1}$ ),  $F$  est le facteur de formation électrique du milieu poreux et s'exprime par le rapport de la conductivité de la roche saturée sur la conductivité de la roche sèche. Ce paramètre  $F$  peut être relié à la porosité du milieu poreux par la loi d'Archie (1942)  $F = \phi^{-m}$ , avec  $\phi$  la porosité et  $m$  le facteur de cimentation de la roche qui traduit son degré de consolidation (généralement compris entre 1.5 et 2.5).



L'équation (1.5), qui exprime la densité de courant total  $\mathbf{J}$ , correspond alors à la loi d'Ohm généralisée avec un premier terme dit de conduction (généré par un gradient de potentiel  $\nabla\varphi$  qui découle d'un gradient de charge) et un second terme dit de convection (généré par un gradient de pression  $\nabla p$  hydrodynamique) qui correspond au phénomène électrocinétique.

L'équation (1.6) correspond à la loi généralisée de Darcy avec un premier terme dit électroosmotique (inverse du phénomène électrocinétique, l'électroosmose ayant été mis en évidence par Reuss en 1809) et le second terme qui correspond à la loi de Darcy. Concernant l'équation (1.6), le phénomène électroosmotique, qui consiste à générer un flux hydrique sous l'action d'un champ électrique, est en réalité négligeable devant le terme correspondant à la loi de Darcy (sauf dans le cas des milieux argileux),

$$L\nabla\varphi \ll \frac{k}{\eta}(\vec{\nabla}p - \rho_f \mathbf{g}). \quad (1.8)$$

Les expressions (1.5) et (1.6) peuvent alors être écrites de la manière suivante :

$$\mathbf{J} = -\sigma\nabla\varphi - L(\nabla p - \rho_f \mathbf{g}) = \mathbf{J}_c + \mathbf{J}_s, \quad (1.9)$$

$$\mathbf{U} = -\frac{k}{\eta}(\vec{\nabla}p - \rho_f \mathbf{g}), \quad (1.10)$$

La relation (1.9), montre que la densité de courant total peut être définie comme la somme de la densité de courant de conduction  $\mathbf{J}_c$  et de la densité de courant de convection  $\mathbf{J}_s$ , avec

$$\mathbf{J}_s = -L(\nabla p - \rho_f \mathbf{g}), \quad (1.11)$$

où,  $\mathbf{J}_s$  est la densité de courant source en  $\text{A m}^{-2}$ , et  $L$  est le coefficient de couplage.

En pratique, la détermination du coefficient de couplage  $L$  s'effectue indirectement en laboratoire par la mesure du coefficient de couplage électrocinétique  $C$  (nommé  $C_{HS}$  dans la cadre d'écoulement laminaire et pour des conductivités de surface des grains négligeable

devant la conductivité du fluide). Ces deux coefficients sont reliés, pour une densité de courant totale nulle, par la relation,

$$C = \left( \frac{\partial \phi}{\partial p} \right)_{j=0} = -\frac{L}{\sigma}, \quad (1.12)$$

D'après l'équation (1.7), l'expression de  $C$  devient alors,

$$C = \frac{\varepsilon_f \zeta}{\eta_f F \sigma}, \quad (1.13)$$

Le coefficient de couplage électrocinétique exprime alors l'intensité du flux électrique en relation avec l'intensité d'un flux hydrique traversant le milieu poreux. Ce coefficient de couplage varie dans les formations superficielles entre -1 et -10 mV/m en moyenne.

Une formulation alternative à l'équation (1.9) peut être donnée par (Linde et al, 2007),

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} + Q_v \mathbf{U}, \quad (1.14)$$

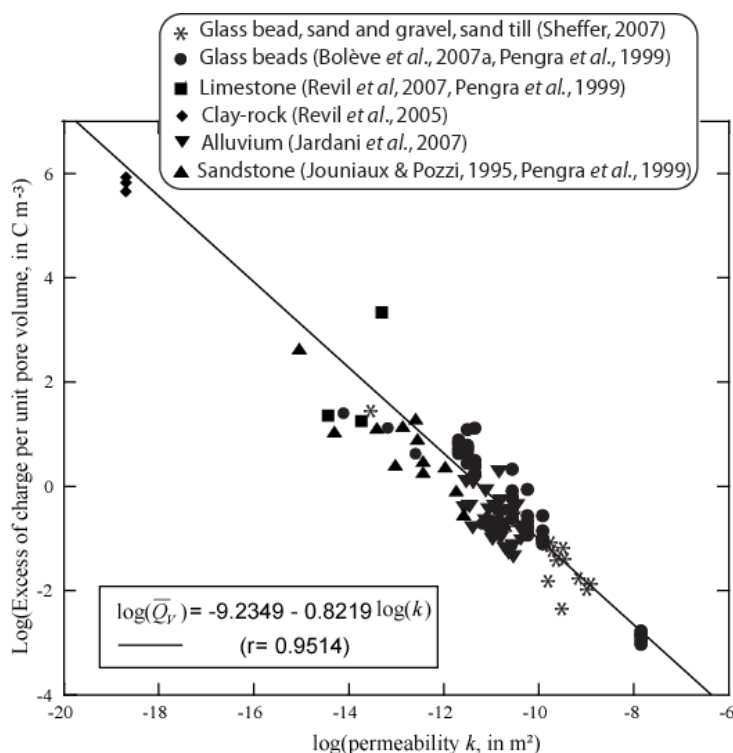
On fait ici intervenir non plus le gradient de pression de fluide mais la vitesse de Darcy  $\mathbf{U}$  qui s'exprime par l'équation de Dupuit,

$$\mathbf{U} = \mathbf{v} \phi, \quad (1.15)$$

avec  $\phi$  la porosité du milieu et  $\mathbf{v}$  la vitesse moyenne du fluide dans l'espace poral ( $\text{m s}^{-1}$ ). On notera aussi dans l'équation (1.14) l'apparition du terme  $Q_v$  qui représente l'excès de charges par unité de volume poral ( $\text{C m}^{-3}$ ) et qui est défini à partir du coefficient de couplage électrocinétique par,

$$C = -\frac{Q_v k}{\eta \sigma}. \quad (1.16)$$

A travers l'équation (1.14), nous avons donc exprimé une relation directe entre la densité de courant source  $\mathbf{J}_s$  et la vitesse de Darcy  $\mathbf{U}$ . Dans le cadre de cette thèse, dont l'objectif est la localisation et la quantification des zones de fuites dans les ouvrages hydrauliques, une telle expression présente un intérêt fondamental puisqu'elle permet de relier directement les anomalies PS à une vitesse d'écoulement. Notons aussi ici que le terme d'excès de charge par unité de volume poral  $Q_v$  est étroitement lié à la notion de perméabilité via la notion de surface spécifique des matériaux. Ainsi, une tendance loi puissance entre ce terme  $Q_v$  et la perméabilité  $k$  semble se dégager comme le montre la **Figure 1.3**.



**Fig. 1.3-** Comparaison entre le logarithme de l'excès de charges par unité de volume poral et le logarithme de la perméabilité intrinsèque (tirée de l'article de *Near Surface Geophysics*, 2009).

### 1.1.5. Origine des sources de potentiel spontané

Les équations constitutives étant maintenant explicitées, nous allons voir comment relier cette densité de courant source aux signaux électriques mesurés en surface. Nous venons de voir que le phénomène d'électrofiltration est à l'origine de la création d'un dipôle électrique à l'échelle du grain (**Figure 1.2**). Ceci implique que, dans un milieu homogène et infini, chaque dipôle est compensé par le dipôle voisin. Par conséquent, à l'échelle du milieu

(et non plus à l'échelle du grain), aucun champ électrique n'est généré, sauf au niveau d'hétérogénéités du milieu (contrastes de perméabilité et de conductivité électrique). En l'absence de source externe de courant (pas d'injection de courant), l'équation de conservation de la charge s'écrit,

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0. \quad (1.17)$$

En combinant l'équation (1.9) et l'équation (1.17) on obtient,

$$\nabla \cdot (\sigma \mathbf{E}) = \mathfrak{S}, \quad (1.18)$$

$$\mathfrak{S} = \nabla \cdot \mathbf{J}_s = \nabla L \cdot \nabla \delta p + L \nabla^2 \delta p, \quad (1.19)$$

où  $\mathbf{E} = -\nabla \phi$  est le champ électrique dans la limite quasi-statique des équations de Maxwell. On fait donc intervenir ici le terme  $\mathfrak{S}$  (égal à la divergence de la densité de courant source) qui représente la densité volumique de courant source ( $\text{A m}^{-3}$ ).

L'équation (1.18) est une équation de Poisson dont le terme de droite correspond aux sources de courant. On voit clairement ici que les sources naturelles de courant électrique d'origine électrocinétique peuvent être dues à :

- i. un gradient de pression de fluide non perpendiculaire à un contraste de coefficient de couplage électrocinétique ou
- ii. à un laplacien non nul de pression du fluide.

Ces sources sont bien des sources de courant électrique au même titre qu'une électrode d'injection de courant. En exprimant maintenant l'équation (1.19) en termes de vitesse de Darcy on obtient,

$$\mathfrak{S} = \nabla Q_v \cdot \mathbf{U} + Q_v \nabla \cdot \mathbf{U}. \quad (1.20)$$

Afin d'illustrer les équations (1.19) et (1.20), prenons l'exemple d'un écoulement laminaire horizontal en régime transitoire. Supposons aussi que dans l'ensemble de la formation, le

terme  $Q_v$  soit homogène (même lithologie). Les seules sources électrocinétiques sont alors celles correspondant au laplacien non nul de pression de fluide soit,

$$\nabla^2 p = \nabla \cdot \left( -\frac{\eta}{k} \mathbf{U} \right) \neq 0, \quad (1.21)$$

Les sources électrocinétiques sont donc situées aux endroits où l'écoulement du fluide ralentit ou s'accélère, autrement dit, au niveau des contrastes de perméabilité ou d'une source hydrique (comme, par exemple, au voisinage d'un essai de pompage). Cependant, ce cas de figure n'est pas très représentatif des sites d'ouvrages hydrauliques, hormis éventuellement au niveau des contrastes de perméabilité. En effet, en régime permanent,  $\nabla \cdot \mathbf{U} = 0$ , on obtient donc,

$$\mathfrak{S} = \nabla Q_v \cdot \mathbf{U}, \quad (1.22)$$

c'est-à-dire l'unique source en régime permanent. Les contrastes d'excès de charges par unité de volume poral  $Q_v$  se font essentiellement au niveau de l'interface eau/digue. En effet, ce terme  $Q_v$  est nul dans l'eau (qui n'est pas un milieu poreux) et non nul dans les matériaux constituant la digue. Reprenons l'équation (1.18) et exprimons-la sous cette forme :

$$\nabla \sigma \nabla \varphi + \sigma \nabla^2 \varphi = -\mathfrak{S}, \quad (1.23)$$

avec  $\mathbf{E} = -\nabla \varphi$ . L'expression de l'équation (1.23) dépend de la conductivité électrique dans tout le milieu. En supposant une distribution homogène ( $\nabla \sigma = 0$ ), l'équation (1.23) devient,

$$\nabla^2 \varphi(r) = \begin{cases} -\mathfrak{S}(r) / \sigma_i, & r \in \Omega_i \\ 0, & r \in \Omega_e \end{cases}. \quad (1.24)$$

Dans le domaine  $\Omega_i$  (correspondant à la zone saturée, **Figure 1.4**) l'équation (1.24) représente une équation de Poisson dont le terme de droite correspond aux sources de nature électrocinétique. Cette équation de Poisson devient une équation de Laplace pour le potentiel électrique en dehors du volume source  $\Omega_i$  c'est-à-dire dans le volume  $\Omega_e$  (correspondant à la

zone non saturée, **Figure 1.4**). En supposant maintenant l'existence de contrastes de conductivité électrique dans le milieu, l'équation (1.23) devient,

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\mathfrak{I}}{\sigma} - \frac{\nabla \sigma}{\sigma} \cdot \mathbf{E}. \quad (1.25)$$

Dans le cadre d'une distribution de résistivité électrique dans le sous-sol, il existe donc deux sources de courant électrique :

- i. Une source primaire générée par l'écoulement en milieu poreux (premier terme de l'équation (1.25)).
- ii. Une source secondaire reliée aux contrastes de conductivité électrique du sous-sol (second terme de l'équation (1.25)).

#### 1.1.6. Expressions finales du potentiel spontané

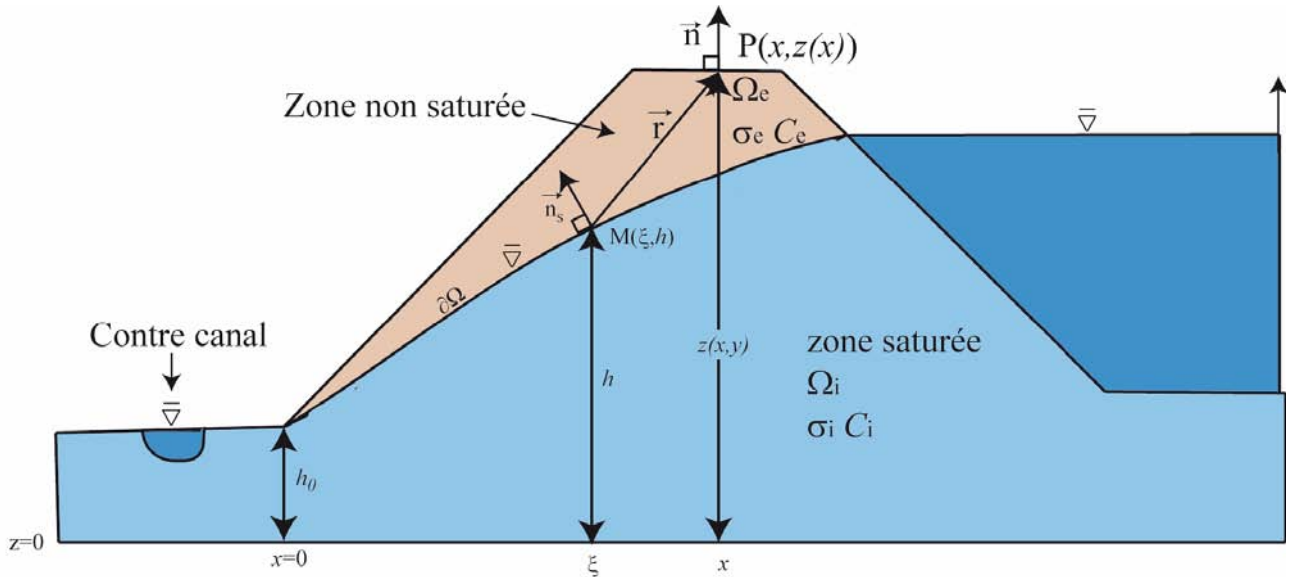
Considérons la **Figure 1.4** où apparaissent deux sous domaines  $\Omega_i$  et  $\Omega_e$ , le sous domaine  $\Omega_i$  étant confiné sur sa partie supérieure par la surface  $\partial\Omega$ . Un écoulement de fluide au sein du domaine  $\Omega_i$  est responsable d'une séparation dipolaire de charges comme cela a été explicité précédemment. Cette séparation de charges est généralement (mais pas nécessairement) positive dans la direction de l'écoulement. A l'échelle microscopique du milieu poreux, le champ électrique est alors généré par le transport de l'excès de charges contenu à l'interface grain/eau par l'écoulement de l'eau porale. Ce transport de charges électriques engendre une distribution de courant à l'intérieur de la région  $\Omega_i$ . La divergence de la densité de courant source est similaire à une somme de sources dipolaires. Chaque dipôle est localement dirigé dans le sens de l'écoulement. L'expression finale du potentiel spontané est alors donnée en calculant la fonction de Green de l'équation (1.23), et le potentiel observé en un point P en dehors du volume source  $\Omega_i$  avec les conditions limites isolantes en surface  $\mathbf{n} \cdot \mathbf{J} = 0$  est,

$$\varphi(P) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega_i} \frac{1}{\sigma} \frac{\nabla \cdot \mathbf{J}_s}{r} dV + \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega_i} \frac{\mathbf{E}}{r} \cdot \frac{\nabla \rho}{\rho} dV, \quad (1.26)$$

Le premier terme de cette relation correspond, comme on l'a vu précédemment, à la source primaire c'est-à-dire à la densité de courant source reliée aux écoulements. On mesure le champ électrique total au niveau du point P. Le deuxième terme est un terme secondaire. Ce terme est associé à des accumulations fictives de charges au niveau de gradients de résistivité (la résistivité modifie la forme des lignes de champ générées par les sources primaires).

Ce problème peut être exprimé de manière équivalente en considérant la surface  $\partial\Omega$  comme une surface dipolaire. L'importance du dipôle au niveau de cette surface est proportionnelle à la charge hydraulique. Le potentiel électrique alors mesuré au point P, situé en dehors du volume source  $\Omega_i$ , est,

$$\varphi(P) = \frac{C}{4\pi} \int_{\partial\Omega} (h - h_0) \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}}{r^3} dS + \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega_i} \frac{\mathbf{E}}{r} \cdot \frac{\nabla \rho}{\rho} dV, \quad (1.27)$$



**Fig. 1.4-** Coupe schématique 2D d'une digue illustrant la chute de charge de pression d'eau. Le point  $M(\xi, h)$  correspond au point source localisé au niveau de la surface piézométrique  $\partial\Omega$ .  $P(x, z(x))$  correspond au point d'observation du potentiel électrique. Le vecteur  $r$  est la distance entre le point source et le point d'observation. La zone saturée  $\Omega_i$  et la zone non saturée  $\Omega_e$  ont respectivement les coefficients de couplage  $C_i$  et  $C_e$  et les conductivités électriques  $\sigma_i$  et  $\sigma_e$ .  $\mathbf{n}$  correspond à la normale à la surface considérée.

Dans le cas d'un demi-espace homogène et si la topographie du terrain est relativement faible (pente inférieure à 15°), on a alors,

$$\varphi(P) = \frac{C}{2\pi} \int_{\partial\Omega} (h - h_0) \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}}{r^3} dS. \quad (1.28)$$

## 1.2. Influence de la distribution de résistivité électrique

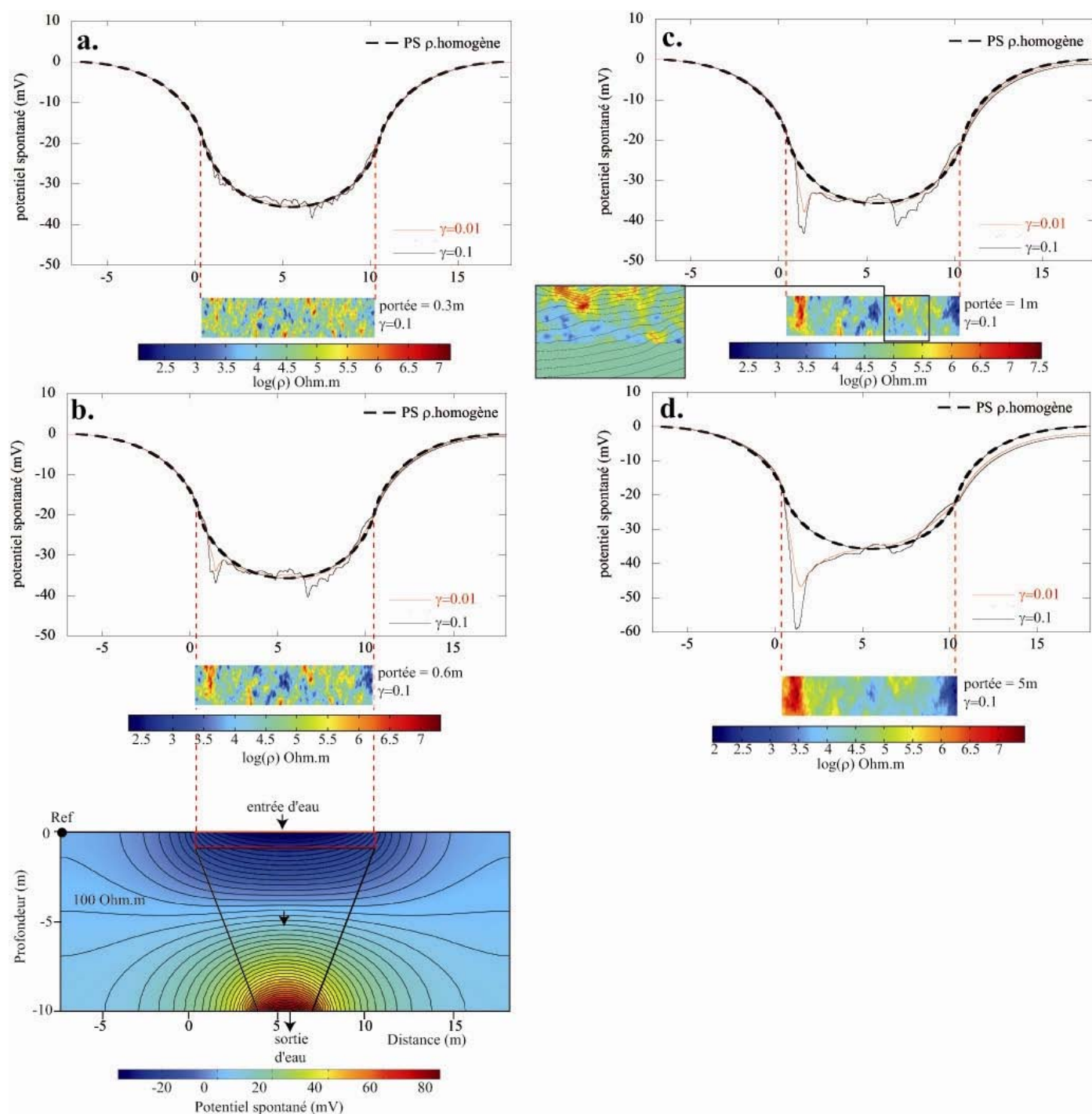
L'équation (1.25) montre que la distribution de conductivité électrique joue un rôle important dans le potentiel électrique spontané. Ces hétérogénéités de conductivité électrique perturbent la distribution du champ électrique dans le sous-sol. En plus de ce constat, on remarquera que la source primaire (électrocinétique) est inversement proportionnelle à la conductivité électrique. Ainsi, plus un terrain sera conducteur électriquement, plus les anomalies PS seront atténuées.

Afin de visualiser l'effet d'une distribution de résistivité électrique sur le signal PS, une simulation numérique d'infiltration a été réalisée. Cette simulation se présente sous la forme d'une infiltration verticale qui pourrait correspondre à la formation d'un fontis en crête de digue. Au niveau de la proche surface, le premier mètre de sol est caractérisé par une distribution de résistivité électrique qui suit une loi log normale dont le pic de distribution correspond à 100 Ohm·m. Le reste du modèle est quant à lui caractérisé par une conductivité électrique homogène de 100 Ohm·m. La simulation numérique est alors reproduite pour différentes variances et portées qui définissent le variogramme de distribution de la conductivité électrique. La variance, qui reflète la dispersion des données, peut être interprétée comme étant la moyenne des carrés des écarts à la moyenne. Plus la variance est grande et plus la distribution de résistivité électrique sera “étalée” autour d'une valeur moyenne. Concernant le paramètre de portée, celui-ci exprime une distance à partir de laquelle deux observations ne se ressemblent plus du tout en moyenne. Concrètement, une portée relativement importante présentera une distribution de résistivité électrique par “paquets”, traduisant plutôt des unités géologiques, tandis qu'une portée plus faible signera l'absence de cohérence et traduira plutôt une dispersion de valeurs de diverses résistivités électriques (ce type de configuration est généralement rencontré dans les horizons de sol proches de la surface où la roche mère est altérée).

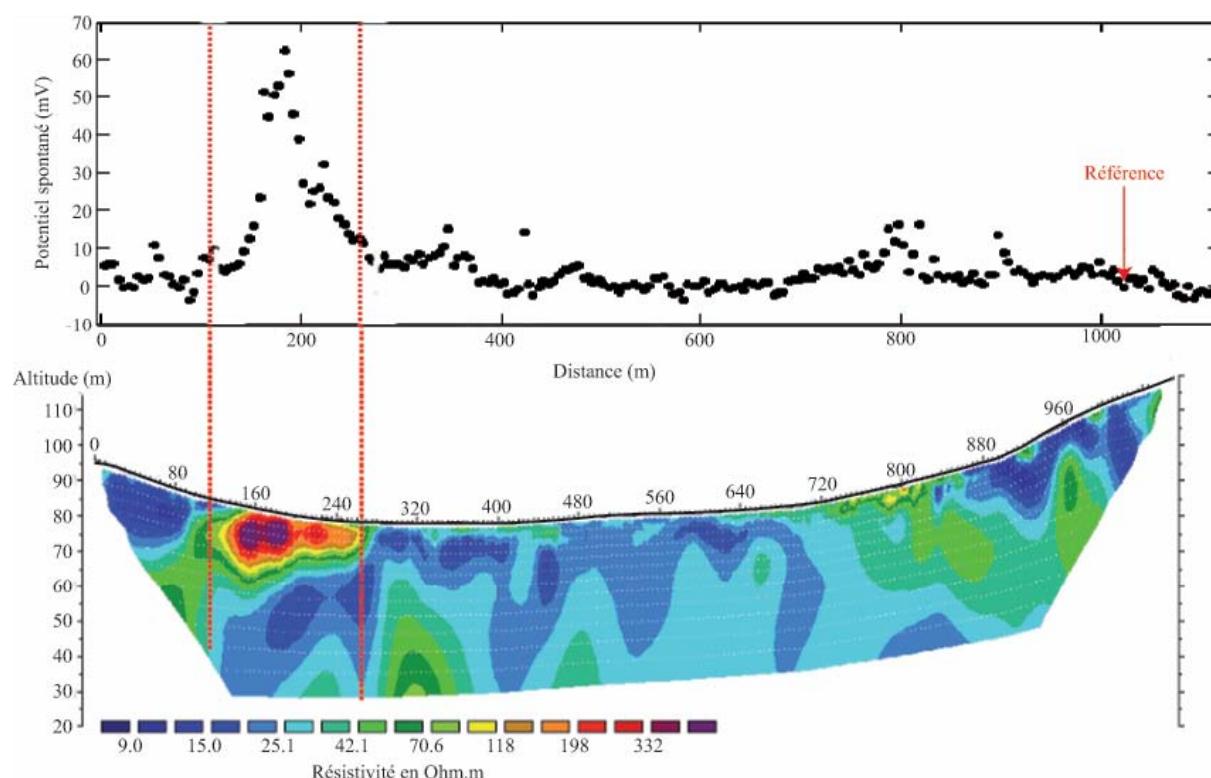


La **Figure 1.5** présente la comparaison simulée entre un signal PS pour une résistivité électrique de 100 Ohm·m homogène dans tout le milieu, et un signal PS obtenu dans le cas d'une distribution de résistivité électrique. On remarquera que les régions les plus résistives électriquement présentent des amplitudes de valeurs absolues de PS plus importantes. Ceci traduit bien l'équation (1.25), où l'on voyait très bien l'effet d'atténuation de la conductivité électrique sur la source primaire  $\mathfrak{J}$ . En revanche, la distribution log normale favorisant l'extension de la distribution de résistivité électrique vers des hautes valeurs de résistivité, la réciproque s'opère aussi, mais dans des proportions beaucoup plus faibles. Ainsi, pour des valeurs de résistivités inférieures à 100 Ohm·m, la valeur PS simulée est plus faible que celle simulée à la valeur de résistivité de 100 Ohm·m. La simulation numérique rend donc bien compte de l'effet de l'influence d'une distribution de résistivité électrique sur le signal PS.

En plus de la visualisation par simulation numérique de cette influence, la **Figure 1.6** montre un cas réel d'anomalie PS générée par la présence d'une distribution de résistivité électrique dans le sous-sol. Il s'agit ici d'un profil de résistivité électrique effectué en roll along sur une distance d'environ un kilomètre avec un protocole d'acquisition Wenner  $\alpha$ . Ce profil se situe en aval d'un petit bassin-versant dans le sud de la France. Il montre une résistivité électrique homogène de l'ordre de 30 Ohm·m avec des zones beaucoup plus résistives et localisées qui présentent des valeurs d'environ 300 à 400 Ohm·m. Un profil PS haute résolution (un point de mesure tous les 5 mètres) a été réalisé en surface à l'aplomb de la tomographie de résistivité électrique. La mise en comparaison des résultats montre une très bonne corrélation entre anomalies PS et anomalies de résistivité électrique. De plus, Ernston et Schefer (1986) ont conduit des études durant plus d'un an sur la mesure PS sous forme de profils traversant plusieurs unités géologiques. Ces mesures ont montré des anomalies de grandes longueurs d'ondes (du mètre à la dizaine de mètres) qu'ils ont alors attribuées aux changements de lithologie du sous-sol. Tout ceci, confirme l'importance majeure d'une bonne connaissance de la distribution de résistivité électrique dans l'interprétation de signaux de PS.



**Fig. 1.5- a, b, c et d-** Résultats de simulations présentant l'influence d'une distribution de résistivité électrique sur le signal de potentiel spontané en variant la portée et la variance de cette même distribution. En c., un zoom montre l'influence de la distribution de résistivité électrique sur la géométrie de répartition des équipotentielles électriques.

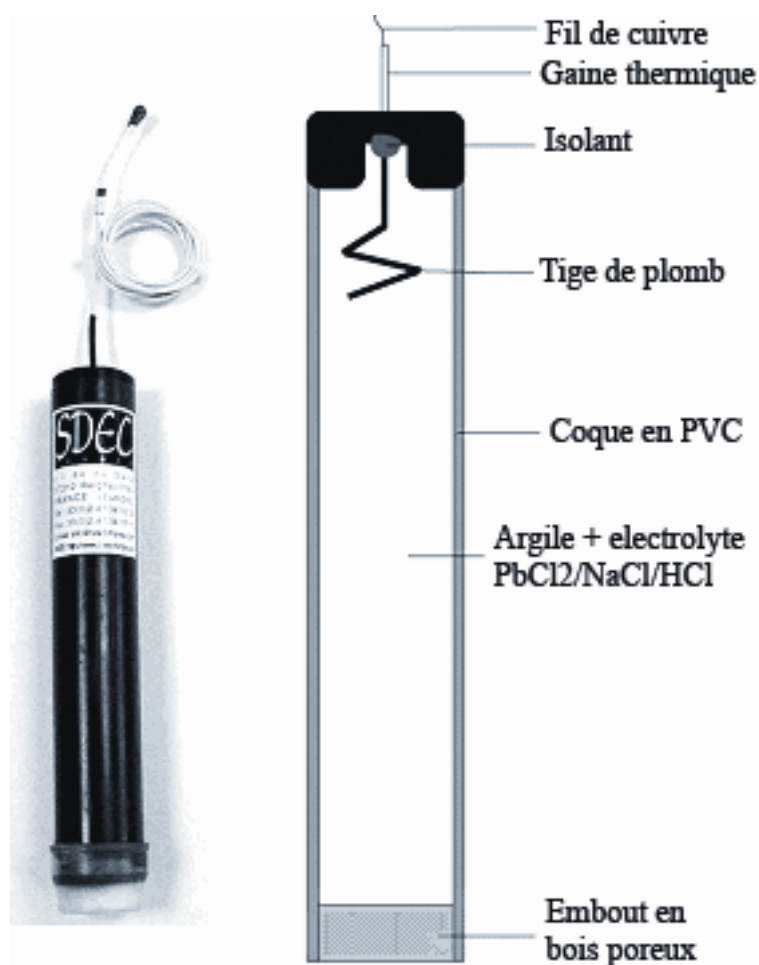


**Fig. 1.6-** Mise en comparaison de données de potentiel spontané et de résistivité électrique acquises sur le site du bassin versant de Roujan (Hérault) dans le sud de la France.

D'autres paramètres influencent l'amplitude et la distribution des anomalies PS. Ces paramètres ont été évoqués de manière implicite dans les différentes expressions précédentes, plus particulièrement dans celle du coefficient de couplage électrocinétique. Il s'agit du régime d'écoulement que peut traduire le nombre de Reynolds et la conductivité électrique de surface des minéraux que traduit le nombre de Dukhin. L'influence de ces deux paramètres sera détaillée dans le chapitre suivant.

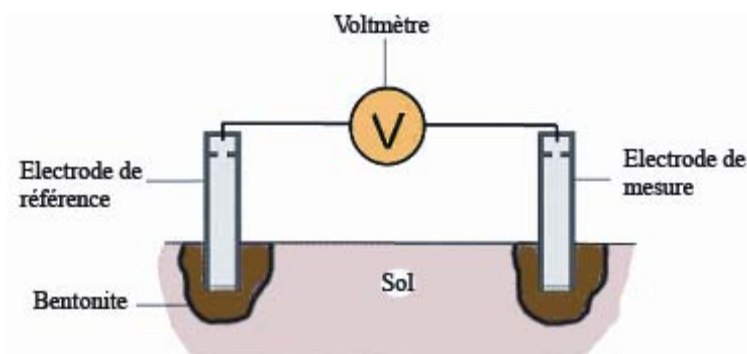
### 1.3. Matériel d'acquisition et protocole de mesure

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la mesure d'un potentiel électrique nécessite au minimum deux électrodes impolarisables, l'une constituant l'électrode de référence et l'autre l'électrode de mesure. Concrètement sur le terrain, on utilise des électrodes Pb/Cl<sub>2</sub>Pb (électrodes en plomb avec un électrolyte chlorure de plomb) de type "Petiau" (Figure 1.7)



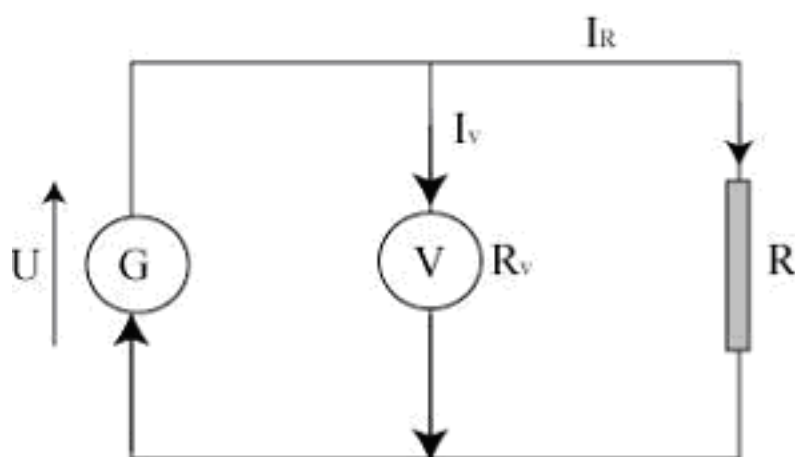
**Fig. 1.7-** Photographie et schéma en coupe d'une électrode Petiau.

Ces électrodes réputées pour leur stabilité dans le temps, présentent une dérive de potentiel en fonction de la température de l'ordre de  $0.2 \text{ mV}/^\circ\text{C}$ . Lors d'une campagne de mesures PS, l'électrode de référence reste fixe sur le terrain tandis que l'électrode de mesure se déplace sur toute la surface à investiguer. Dans le cas de longues campagnes de mesures, il convient de recouvrir l'électrode de référence afin que les amplitudes thermiques d'une journée n'influencent pas les mesures PS. La prise de mesures s'effectue à quelques centimètres sous la surface du sol, et donc sous la végétation, offrant ainsi un meilleur contact avec le sol (**Figure 1.8**).



**Fig. 1.8-** Schéma du protocole de mesure de potentiel spontané sur le terrain.

La différence de potentiel électrique entre les deux électrodes est alors mesurée à l'aide d'un voltmètre. Afin de collecter des mesures fiables, il est nécessaire que le voltmètre présente une grande impédance d'entrée. Pour en expliquer la raison, prenons l'exemple d'un circuit électrique soumis à une tension  $U$ . La mesure de la différence de potentiel s'effectue en parallèle entre deux points du circuit électrique comme le montre la **Figure 1.9**.



**Fig. 1.9-** Schéma illustrant la mesure en parallèle du potentiel électrique d'un circuit électrique fermé soumis à une tension  $U$ .

Dans cette configuration, le voltmètre  $V$  soumis à la différence de tension  $U$  et de résistance interne  $R_v$  consomme un courant électrique  $I_v = U / R_v$ . Afin que le courant  $I_r$  traversant la résistance  $R$  ne soit pas influencé par le voltmètre, il faut que le courant consommé par celui-ci soit le plus faible possible. De ce fait, il doit présenter une résistance interne très élevée. Lors des campagnes de mesures géophysiques, les terrains rencontrés présentent généralement des résistances qui peuvent atteindre plusieurs  $k\Omega$ . Il faut donc utiliser des voltmètres à haute impédance d'entrée, c'est-à-dire des voltmètres qui présentent

une résistance interne de plusieurs dizaines de  $G\Omega$ . Sur le terrain, on a utilisé un voltmètre digital de type METRIX MX20 qui présente une impédance d'entrée de  $100 M\Omega$  suffisante pour les mesures PS.

#### **1.4. Les autres sources de potentiel spontané**

Hormis les sources d'électrofiltration, d'autres sources peuvent être présentes sur un site et viennent alors perturber les mesures. Les origines de ces sources, qui peuvent être considérées comme du bruit suivant les objectifs de l'étude réalisée, sont de natures chimique, anthropique, biologique etc. et sont exposées ci-après.

- Les sources anthropiques : Notons tout d'abord que les sources d'origine anthropique se manifestent le plus souvent sous forme de signaux d'oxydoréduction. Contrairement aux signaux d'électrofiltration, où les porteurs de charges sont des ions, l'oxydoréduction correspond à des transferts d'électrons au sein de matériaux conducteurs entre deux zones redox différentes. Concernant les matériaux, il s'agit ici principalement d'infrastructures telles que des canalisations enterrées, des piézomètres qui présentent un tubage métallique, ou bien encore le béton armé. La signature électrique de ce type d'infrastructure est en général bien localisée (canalisations, piézomètre, béton armé ponctuellement oxydé) et d'amplitude relativement forte (de l'ordre de la centaine de millivolts) vis-à-vis des signaux d'électrofiltration (de l'ordre de la dizaine de millivolts) (Naudet et al., 2004). Sur le terrain, l'origine de ces signaux peut être repérée très facilement par la simple localisation visuelle des éléments métalliques. Une étude préalable d'un site peut, de ce fait, s'avérer très utile et permettre de relier les anomalies à des éléments d'origine anthropique et non pas à un phénomène d'électrofiltration. Il est à noter ici qu'une signature d'oxydoréduction peut, dans certain cas, refléter une dégradation de l'ouvrage, et donc indirectement la présence d'une zone de faiblesse qui peut se traduire par une zone d'écoulement préférentiel.

D'autre part, la présence de réseaux d'électricité enfouis dans le sous-sol peut aussi induire d'importants courants électriques. Ces courants électriques présentent une fréquence de 50 Hz caractéristique des pays européens donc facilement identifiable (et donc filtrable) lors de mesures PS effectuées en monitoring à haute fréquence d'acquisition (par exemple 200 Hz).

- Les phénomènes magnétotelluriques : A ces signaux d'oxydoréduction de forte amplitude viennent parfois s'ajouter des signaux d'induction magnétotellurique. Il s'agit essentiellement de variations temporelles du champ magnétique terrestre de l'ordre de la journée. Des orages magnétiques peuvent également générer des courants électriques dans le sous-sol mais, cette fois, sur des durées beaucoup plus courtes. Contrairement aux signaux d'oxydoréduction, les phénomènes magnétotelluriques engendrent des signaux de potentiel électrique de l'ordre du millivolt, voire de la dizaine de millivolts par kilomètre. Il est donc recommandé, lors de mesures PS effectuées par temps orageux, de limiter la distance entre électrode de référence et électrode de mesure.

- Potentiel bioélectrique (influence de la végétation) : Il existe un potentiel d'origine bioélectrique induit par la présence de végétation sur un site d'étude, et plus particulièrement par la présence de réseaux racinaires notamment autour des arbres. En effet, la consommation d'eau par les plantes engendre une circulation hydrique et, par conséquent, un potentiel électrique. De plus, la ségrégation de certains minéraux par les plantes lors de l'absorption d'eau génère aussi l'apparition d'un potentiel électrique de l'ordre du millivolt préjudiciable à l'étude d'électrofiltration. Pour s'affranchir de ces signaux, il est alors recommandé de s'écarter des grands réseaux racinaires (c'est-à-dire des arbres) et d'effectuer les mesures à une dizaine de centimètres de profondeur sous la surface du sol.

- Potentiel de diffusion : Des gradients de concentration ionique dans le sous-sol provoquent l'apparition d'un potentiel électrique dit de diffusion (Revil et Leroy., 2004). En effet, un gradient de concentration aura pour effet de mobiliser les anions et les cations présents dans l'électrolyte de l'espace poral. La migration des ces ions ne se faisant pas à la même vitesse entre anions et cations, un déséquilibre de charge va alors apparaître et induire un champ électrique. Toutefois, l'amplitude de ces signaux de diffusion est généralement faible, de l'ordre de quelques millivolts. Il est à noter que les signaux de potentiel de diffusion sont très utilisés dans les mesures de diagraphie en forage (qui correspond à l'utilisation principale de la méthode du potentiel spontané).

- Potentiel thermo-électrique : Cette fois-ci, le "moteur" de l'apparition d'un champ électrique n'est pas un gradient de concentration ionique mais un gradient de température (Corwin & Hoover, 1979). Pour les mêmes raisons que le potentiel de diffusion, la mobilité

entre les anions et les cations va être différente suivant la température. Ainsi, des contrastes de températures peuvent être à l'origine d'une anomalie PS (Corwin et Hoover., 1979 ; Finizola et al., 2002). Dans le cadre de monitoring PS qui s'étale sur de longues périodes d'acquisition, il faut donc veiller à ce que toutes les électrodes soient dans la même configuration thermique. Si tel n'est pas le cas, il est alors nécessaire de corriger ces effets de température. L'amplitude de ces signaux est très variable suivant le type de site étudié : de l'ordre du millivolt dans le cas de mesures sur des ouvrages hydrauliques, elle peut atteindre plusieurs dizaines de millivolts, sur des sites volcaniques.





## Chapitre 2

### Influence du nombre de Reynolds et du nombre de Dukhin

---

Comme on a pu le voir au cours du **Chapitre 1**, le coefficient de couplage électrocinétique qui relie un gradient de pression de fluide à un gradient de charge électrique aux bornes d'un échantillon est donné par la relation classique d'Helmholtz- Smoluchowski (**Equation 1.4, Chapitre 1**)

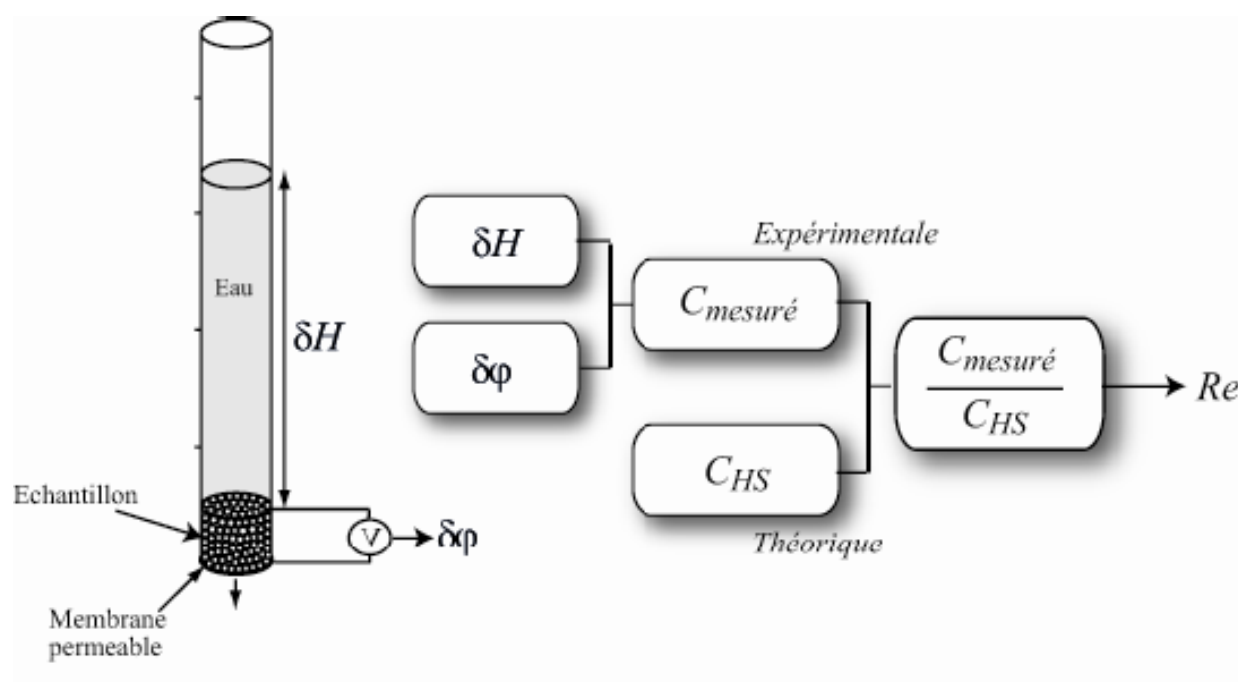
$$\frac{\delta\phi}{\delta p} = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 \zeta}{\eta \sigma_f} = C_{HS}, \quad (2.1)$$

Cependant, l'expérience a montré que cette relation n'est valable que pour un régime d'écoulement laminaire et pour une conductivité de surface des grains ( $\sigma_s$ ) négligeable devant la conductivité électrique de l'eau porale ( $\sigma_f$ ). Le régime d'écoulement peut être décrit par un nombre sans dimension appelé le nombre de Reynolds. Le rapport entre la conductivité de surface et conductivité du fluide,  $\sigma_s/\sigma_f$ , est appelé nombre de Dukhin. L'impact de ces deux paramètres sur le coefficient de couplage électrocinétique a été étudié dans l'article "Streaming potentials of granular media : Influence of the Dukhin and Reynolds numbers", *Journal of Geophysical Research*, 2007. L'objet de cet article est, d'une part, de présenter une nouvelle formulation du coefficient de couplage électrocinétique en fonction du nombre de Reynolds et, d'autre part, de confirmer la relation précédemment établie par Revil et al (2002) sur l'influence du nombre de Dukhin. Connaître l'influence de ces paramètres sur le coefficient de couplage électrocinétique est fondamentale puisque ce dernier relie directement un flux hydrique à l'intensité d'un champ électrique généré par électrofiltration. Dans le cadre d'investigations géophysiques sur des ouvrages hydrauliques, le nombre de Reynolds est sans nul doute le paramètre le plus influant des deux. En effet, les matériaux rencontrés sur des sites d'études, présentent généralement des conductivités de surface bien inférieures à la conductivité de l'eau qui constitue la retenue. L'effet du nombre de Dukhin est alors négligeable. En revanche, suivant la perméabilité du milieu et le gradient hydraulique présent dans un ouvrage, le nombre de Reynolds peut varier de plusieurs ordres de grandeur. Dans le cadre de mesures PS sur des ouvrages hydrauliques, et plus particulièrement sur des barrages (où les charges hydrauliques peuvent atteindre plusieurs dizaines de mètres), il s'avère donc

important de ne pas sous-estimer l'influence du régime d'écoulement exprimé au travers du nombre de Reynolds. L'objectif de cet article est de quantifier l'influence du nombre de Reynolds et du nombre de Dukhin sur l'amplitude du coefficient de couplage électrocinétique obtenu sur des échantillons synthétiques.

## 2.1. Introduction à l'article de Journal of Geophysical Research

Cet article présente la prise en compte de l'influence du nombre de Reynolds et du nombre de Dukhin sur l'expression du coefficient de couplage électrocinétique. L'influence de ces deux paramètres a été quantifiée par l'intermédiaire de mesures du coefficient de couplage électrocinétique effectuées sur différents échantillons synthétiques (constitués de billes de verres de différents diamètres, assimilables à un milieu poreux) pour différentes salinités d'électrolyte. Pour ce faire, la différence de potentiel électrique a été mesurée aux bornes de ces échantillons, mis sous pression hydrique au sein d'une colonne PVC de deux mètres de haut (**Figure 2.1**).



**Fig. 2.1-** Principe de quantification de l'effet du nombre de Reynolds sur le coefficient de couplage électrocinétique.

Les mesures présentées dans cet article ont été réalisées sur 7 échantillons de billes de verre de diamètres moyens allant de 56 à 3000  $\mu\text{m}$  et pour une gamme de conductivités électriques d'électrolyte allant de  $10^{-4}$  à  $10^{-1} \text{ S m}^{-1}$ . La conductivité électrique des échantillons à saturation pour chaque concentration d'électrolyte a aussi été mesurée.

Le changement de la taille des grains permet de modifier les conditions hydrodynamiques et électriques du milieu. En effet, dans un premier temps, pour des échantillons soumis à la même charge de pression d'eau, plus la taille des billes de verre augmente et plus le nombre de Reynolds est élevé.

Le nombre de Reynolds est classiquement exprimé, dans le cas d'un écoulement dans un capillaire, par,

$$Re = \frac{\rho_f UR}{\eta_f}, \quad (2.2)$$

où  $\rho_f$  est la masse volumique du fluide ( $\text{kg m}^{-3}$ ),  $U$  la vitesse d'écoulement ( $\text{m s}^{-1}$ ),  $R$  le rayon du capillaire (m) et  $\eta_f$  la viscosité dynamique du fluide (Pa s). Afin d'exprimer une relation valable pour les échantillons de billes de verre, le rayon du capillaire  $R$  va être remplacé par une longueur équivalente à un milieu poreux. L'influence du nombre de Reynolds sur le coefficient de couplage électrocinétique pourra donc être mise en évidence en comparant les résultats expérimentaux de l'estimation du coefficient de couplage électrocinétique avec ceux obtenus par la relation (2.1).

Comme nous l'avons vu précédemment, le coefficient de couplage électrocinétique est également influencé par le nombre de Dukhin. Celui-ci représente le rapport entre la conductivité de surface des grains et la conductivité de l'électrolyte :

$$\xi \equiv \frac{\sigma_s}{\sigma_f}. \quad (2.3)$$

La conductivité de surface des grains étant dépendante de la taille des grains, la modification de cette dernière permettra d'obtenir des valeurs différentes de conductivité de surface et donc

du nombre de Dukhin. En plus de cet effet de taille de grains, les mesures de coefficients de couplage ont été réalisées pour différentes concentrations en sel du fluide et donc pour différentes conductivités. Là aussi, la comparaison entre les différents coefficients de couplage électrocinétique obtenus par modification de la conductivité du fluide et de la taille des grains permettra ainsi de confirmer ou non le modèle développé précédemment par Revil et al (2002).

La dernière partie de cet article (correspondant à la section 5) présente la mise en application de la nouvelle formulation du coefficient de couplage électrocinétique en fonction du nombre de Reynolds dans le cadre d'une simulation numérique réalisée sous le code d'éléments finis COMSOL Multiphysics 3.2. Il s'agit ici de simuler une fuite sur l'un des flancs d'un bassin de rétention (ouvrage réel situé dans le sud-est de la France). Pour cela, la fuite est assimilée à une zone d'écoulement préférentiel constituée de graviers. La modification des conditions d'écoulement, et donc du nombre de Reynolds, se fait au travers de la modification de la perméabilité de la zone de fuite (des graviers), et ceci pour une même charge de pression. Ces résultats sont présentés sur la dernière figure de cet article (**Figure 14**).

## **2.2. Article de Journal of Geophysical Research**

## Streaming potentials of granular media: Influence of the Dukhin and Reynolds numbers

A. Bolève,<sup>1,3</sup> A. Crespy,<sup>1</sup> A. Revil,<sup>1,2</sup> F. Janod,<sup>3</sup> and J. L. Mattiuzzo<sup>3</sup>

Received 3 August 2006; revised 27 February 2007; accepted 3 May 2007; published 11 August 2007.

[1] Laboratory experiments are performed to understand the controlling parameters of the electrical field associated with the seepage of water through a porous material. We use seven glass bead packs with varying mean grain size in an effort to obtain a standard material for the investigation of these electrical potentials. The mean grain size of these samples is in the range 56–3000  $\mu\text{m}$ . We use pure NaCl electrolytes with conductivity in the range  $10^{-4}$  to  $10^{-1}$   $\text{S m}^{-1}$  at 25°C. The flow conditions cover viscous and inertial laminar flow conditions but not turbulent flow. In the relationship between the streaming potential coupling coefficient and the grain size, three distinct domains are defined by the values of two dimensionless numbers, the Dukhin and the Reynolds numbers. The Dukhin number represents the ratio between the surface conductivity of the grains (due to conduction in the electrical double layer coating the surface of the grains) and the pore water electrical conductivity. At high Dukhin numbers ( $\gg 1$ ) and low Reynolds numbers ( $\ll 1$ ), the magnitude of the streaming potential coupling coefficient decreases with the increase of the Dukhin number and depends on the mean grain diameter (and therefore permeability) of the medium. At low Dukhin and Reynolds numbers ( $\ll 1$ ), the streaming potential coupling coefficient becomes independent of the microstructure and is given by the well-known Helmholtz-Smoluchowski equation widely used in the literature. At high Reynolds numbers, the magnitude of the streaming potential coupling coefficient decreases with the increase of the Reynolds number in agreement with a new model developed in this paper. A numerical application is made illustrating the relation between the self-potential signal and the intensity of seepage through a leakage in an embankment.

**Citation:** Bolève, A., A. Crespy, A. Revil, F. Janod, and J. L. Mattiuzzo (2007), Streaming potentials of granular media: Influence of the Dukhin and Reynolds numbers, *J. Geophys. Res.*, 112, B08204, doi:10.1029/2006JB004673.

### 1. Introduction

[2] The generation of electrical signals associated with the movement of water in porous/fractured materials is related to the viscous drag of the excess charge contained in the pore water of the porous medium [e.g., Bull and Gortner, 1932]. The record of these electrical fields provides a powerful geophysical method for tracking the pattern of groundwater flow. Applications in geohydrology concern the forced movement of water associated with deformation of porous rocks [e.g., Lorne et al., 1999a, 1999b; Revil et al., 2003], the determination of preferential flow paths over karstic areas [Jardani et al., 2006a, 2006b], the determination of transmissive properties of unconfined aquifers [Titov et al., 2000], the determination of subglacial flow patterns [Kulesa et al., 2003a, 2003b],  $\text{CO}_2$  sequestration [Moore et al., 2004], and the detection of leakages in embankments and dams and the interpretation of the resul-

ting self-potential signals in terms of seepage velocity [e.g., Bogoslovsky and Ogilvy, 1970; Gex, 1980; Panthulu et al., 2001; Sheffer, 2002; Sheffer and Howie, 2001, 2003; Titov et al., 2005; Rozycki et al., 2006]. These works have also recently driven the development of new algorithms of self-potential tomography [e.g., Revil et al., 2001; Long and Hao, 2005; Minsley et al., 2007] and tank-scale laboratory measurements in well-controlled conditions to check the underlying physics of these processes [Maineult et al., 2006a, 2006b; Moore and Glaser, 2007]. Similar types of analysis were carried out recently in medical imaging to study the flow of electrolytes in cartilage submitted to mechanical loads [Sachs and Grodzinsky, 1995; Garon et al., 2002] and in plant sciences to monitor the flow of sap in trees [Gibert et al., 2006].

[3] There are a number of works published in the literature regarding the measurement of streaming potentials associated with the flow of water through granular porous materials [e.g., Ahmad, 1964; Lorne et al., 1999a, 1999b; Guichet et al., 2006]. The streaming potential coupling coefficient is a material property arising in the coupled hydroelectric problem of porous material. It represents the variation of the electrical potential to a variation in pore fluid pressure. For example, Bull and Gortner [1932] show

<sup>1</sup>CNRS-CEREGE, Université Paul Cézanne, IRD, Aix-en-Provence, France.

<sup>2</sup>Colorado School of Mines, Golden, United States.

<sup>3</sup>SOBESOL, Savoie Technolac, Le Bourget du Lac Cedex, France.

a decrease of the strength of the streaming potentials by two orders of magnitude when the grain size decreases by two orders of magnitude from  $\sim 5$  to  $500 \mu\text{m}$  at low ionic strengths ( $\sim 10^{-4}$  N NaCl at  $25^\circ\text{C}$ ). This decrease was explained by *Revil et al.* [1999b] as resulting from the influence of the surface conductivity of the grains on the streaming potential coupling coefficient in the viscous laminar flow regime.

[4] However, very few researchers have investigated the effect of non-viscous laminar flow upon the electrokinetic process. Streaming potential measurements have been made in capillaries of different radii to see the influence of the viscous sublayer upon the electrokinetic process at high Reynolds numbers [*Bocquet et al.*, 1956; *Kurtz et al.*, 1976]. The Reynolds number is a key-dimensionless number that expresses the ratio of inertial to viscous forces in the Navier-Stokes equation. However, as far as we know, there were no works investigating quantitatively the influence of the Reynolds number upon the value of the streaming potential coupling coefficient at the transition between the viscous-laminar flow regime and the inertial-laminar flow regime in porous media.

[5] In this paper, we propose a new formulation regarding the influence of the Reynolds number upon the coupled hydroelectric problem of porous material. In this formulation, we also account for the influence of surface conductivity of the grains on both the electrical conductivity and the streaming potential coupling coefficient. To check the validity of this model, we measured the streaming potential coupling coefficient and electrical conductivity of glass bead packs at different salinities. We investigate a set of seven well calibrated glass bead packs that can be considered as a standard material for the investigation of electrokinetic phenomena. The mean grain size of each sample is in the range  $56$  to  $3000 \mu\text{m}$  (the permeability of these samples covers approximately four orders of magnitude and the porosity  $\phi$  is approximately that of a random packing of spherical particles,  $\phi = 0.40$ ). We used NaCl solutions with electrical conductivities in the range  $10^{-4}$  to  $10^{-1} \text{ S m}^{-1}$  at  $25^\circ\text{C}$ , corresponding to the conductivity of surface and groundwaters often encountered in nature. Our goal in this paper is to provide a model explaining the variations of the streaming potential with the mean grain diameter of the sample at different salinities. An illustration is made by simulating the intensity of self-potential signals associated with the leakage of water through an embankment. We show that a quantitative relationship exists between the intensity of the self-potential signals and the intensity of seepage.

## 2. Theoretical Background

[6] In this section, we discuss a theoretical model able to capture the influence of two key dimensionless numbers, namely the Dukhin and the Reynolds numbers, upon the value of the streaming potential coupling coefficient. The streaming potential coupling coefficient is the key parameter that controls the magnitude of self-potential signals associated with the percolation of water through a porous material. This electrokinetic or hydroelectrical phenomenon stems from the existence of an electrical double layer coating the surface of the grains. Indeed, when in contact

with water, the surface of the minerals becomes charged. The fixed charge of the mineral surface is counterbalanced by sorbed charges in the Stern layer plus charges located in the diffuse layer. The counterions correspond to the excess of ions (generally cations) located in the pore space of the porous material. The flow of water through the porous material drags the excess charge contained in the pore space, creating a net source of current density (the streaming current) [e.g., *Lorne et al.*, 1999a, 1999b]. The opposite mechanism exists and corresponds to the flow of pore water in response to the application of an electrical field. This is due to viscous drag of the pore water by the movement of the counterions associated with the application of the electrical field. This mechanism is known as electro-osmosis.

### 2.1. Viscous Laminar Flow

[7] We consider a granular medium with a narrow particle size distribution centered on a mean particle diameter  $d_0$ . If the distribution of the size of the particles corresponds to a log normal distribution,  $d_0$  corresponds to the peak of this distribution. We denote  $p$  the pore fluid pressure (in Pa) and  $\phi$  the electrical potential (in V). We consider that the pore water is an electrolyte with  $N$  ionic species (the mobility of species  $i$  is  $b_i$  and their charge  $q_i$ ). The boundary-value problem describing the hydroelectric coupling through a granular porous material is given by the Nernst-Planck and Stokes equations [e.g., *Pride*, 1994; *Revil and Linde*, 2006],

$$\mathbf{j}_f = \sum_{i=1}^N q_i \left[ -b_i q_i \bar{C}_i \nabla \phi + \bar{C}_i \frac{\partial \mathbf{u}_f}{\partial t} \right] \quad (1)$$

$$-\nabla p + \eta_f \nabla^2 \left( \frac{\partial \mathbf{u}_f}{\partial t} \right) + \mathbf{F} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_f}{\partial t} = 0, \text{ on } S, \quad (3)$$

$$\mathbf{j}_f \cdot \mathbf{n} = 0, \text{ on } S \quad (4)$$

where  $\mathbf{j}_f$  is the electrical current density in the pore water (in  $\text{A m}^{-2}$ ),  $\partial \mathbf{u}_f / \partial t$  is the velocity of the pore fluid (in  $\text{m s}^{-1}$ ) and  $\nabla \cdot (\partial \mathbf{u}_f / \partial t) = 0$  (incompressibility of the flow),  $\mathbf{F} = -\bar{Q}_V \nabla \phi$  is the electrostatic microscopic body force per unit volume acting on the pore water,  $\mathbf{n}$  is the unit vector normal to the surface of the grains,  $\bar{Q}_V$  is the excess charge per unit pore volume (expressed in  $\text{Coulomb m}^{-3}$ ),  $\eta_f$  is the dynamic viscosity of the pore water (in Pa s), and  $\bar{C}_i$  is the concentration of species  $i$  per unit pore volume. In the following, the pressure will be equal to the hydrostatic fluid pressure (in Pa),  $p = \rho_f g h$ , where  $h$  is the hydraulic head (in m),  $g$  is the acceleration due to gravity (in  $\text{m s}^{-2}$ ), and  $\rho_f$  is the bulk density of the pore water (in  $\text{kg m}^{-3}$ ).

[8] There are several ways to upscale equations (1) and (2), which are subjected to the local boundary conditions given by equations (3) and (4) plus specified macroscopic boundary conditions. Examples are volume-averaging and differential-effective-medium approaches [see *Pride*, 1994;

Revil, 2002]. In all cases, theories developed in the vicinity of thermodynamic equilibrium yield macroscopic linear constitutive equations between the macroscopic current density  $\mathbf{J}$  (in  $\text{A m}^{-2}$ ) and the seepage velocity  $\mathbf{U}$  (in  $\text{m s}^{-1}$ ). In the viscous laminar flow regime, this yields,

$$\mathbf{J} = -\sigma(\nabla\varphi - C_0\nabla h), \quad (5)$$

$$\mathbf{U} = -K_0\nabla h + C_0\sigma\nabla\varphi, \quad (6)$$

where  $K_0 = k_0\rho_f g/\eta_f$  is the hydraulic conductivity of the porous medium (in  $\text{m s}^{-1}$ ),  $k_0$  is its permeability (in  $\text{m}^2$ ),  $\sigma$  is the DC-electrical conductivity of the porous material (in  $\text{S m}^{-1}$ ), and  $C_0$  is its streaming potential coupling coefficient, expressed here in volts per meter of hydraulic head and defined by

$$C_0 = \left( \frac{\partial\varphi}{\partial h} \right)_{\mathbf{J}=0}. \quad (7)$$

[9] Revil [2002] proposed to use a differential-effective-medium approach to obtain an expression for the electrical conductivity and then for the streaming potential coupling coefficient. This model can be written as [Revil *et al.*, 2002]

$$k_0 = \frac{d_0^2}{\partial F(F-1)^2}, \quad (8)$$

$$C_0\sigma = \rho_f g \frac{\varepsilon_f \zeta}{\eta_f F}, \quad (9)$$

$$\sigma = \sigma_f \xi, \text{ as } \xi \geq 1, \quad (10)$$

$$\sigma = \frac{\sigma_f}{F} \left[ F\xi + \frac{1}{2}(1-\xi) \left( 1 - \xi + \sqrt{(1-\xi)^2 + 4F\xi} \right) \right], \text{ as } \xi \leq 1, \quad (11)$$

where  $\varepsilon_f$  is the dielectric constant of water ( $\varepsilon_f = 80 \times \varepsilon_0$  where  $\varepsilon_0 = 8.84 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$  is the dielectric constant of free space),  $\zeta$  is the so-called zeta potential (a key parameter characterizing the electrical potential of the inner part of the electrical diffuse layer, see Leroy and Revil, 2004),  $\alpha$  is an empirical constant [see Revil and Cathles, 1999],  $F = \phi^{-m}$  is the electrical formation factor, and  $\sigma_f$  is the electrical conductivity of the brine. The exponent  $m$  is often called the cementation exponent or first Archie's exponent,  $\xi$  is a dimensionless number called the Dukhin number, the ratio between the surface conductivity of the grains to the electrical conductivity of the pore water [e.g., Shilov *et al.*, 2001]:

$$\xi \equiv \sigma_s/\sigma_f. \quad (12)$$

[10] As shown below, equation (10) is used to capture the non-linear behavior of the relationship between the electrical conductivity of the porous material and the electrical conductivity of the pore water [see discussion in Nivas

*et al.*, 2006]. equations (10) and (11) imply the existence of an iso-conductivity point characterized by  $\sigma = \sigma_f = \sigma_s$ . At this point, the conductivity of the material is equal to the conductivity of its pore water.

[11] For packing of spheres, the macroscopic surface conductivity  $\sigma_s$  is related to the specific surface conductivity,  $\Sigma_s$ , by [Revil and Linde, 2006],

$$\sigma_s = \frac{6\Sigma_s}{d_0}, \quad (13)$$

where the numerical constant 6 corresponds to spherical grains. Surface conductivity includes conduction in the Stern layer of sorbed counterions and in the diffuse (Gouy-Chapman) layer [Ennis and White, 1996; Revil and Glover, 1997, 1998].

[12] All the material properties entering the constitutive equations depend on only two textural parameters, the mean grain diameter and the formation factor, and two electrical double layer properties, the zeta potential  $\zeta$  and the specific surface conductivity  $\Sigma_s$ . For simple supporting electrolytes, the zeta potential depends usually on the logarithm of the salinity (and therefore on the logarithm of the electrical conductivity) of the pore water [e.g., Kirby and Hasselbrink, 2004] over a wide range of salinity. Such a dependence was demonstrated theoretically by Revil *et al.* [1999a] using an electrical double layer model. So we can write

$$\zeta = a + b \log_{10} \sigma_f, \quad (14)$$

where  $a$  and  $b$  are two constants.

[13] The dependence of the specific surface conductivity on salinity is not well known. Most authors consider the surface conductivity to be a constant that is independent of the mineralization and composition of the groundwater. Revil and Glover [1997, 1998], and Leroy and Revil [2004] have proposed double-layer models for silica and aluminosilicates to determine the salinity dependence of surface conductivity. They found that most of the surface conductivity is due to electrical conduction in the Stern layer and that the salinity dependence of the surface conductivity is relatively weak (the situation would be very different if surface conduction occurred mainly in the diffuse Gouy-Chapman layer of counterions). The uncertainty in the electrical conductivity and streaming potential measurements does not allow a salinity dependence of the surface conductivity to be determined so it is customary to assume that surface conductivity is independent of salinity. Because this dependence is probably weak as discussed above, we will adopt this assumption below.

[14] When the Dukhin number is very small, the streaming potential coupling coefficient is given by the Helmholtz-Smoluchowski equation:

$$\lim_{\eta \rightarrow 0} C_0 \equiv C_{HS} = \frac{\varepsilon_f \zeta}{\eta_f \sigma_f}, \quad (15)$$

[15] According to this equation, the streaming potential coupling coefficient is independent of the texture of the porous material and therefore independent of the permeability.



## 2.2. Inertial Laminar Flow

[16] Darcy's law in its classical form implies a linear relationship between the flux and the gradient of the fluid pressure when the flow is laminar and the viscous (friction) force dominates at the interface between the grains and the pore water. As the Reynolds number increases, we pass from this viscous-laminar flow regime to another laminar flow regime in which the inertial force controls the flow. For a Reynolds number higher than 100–200, flow starts to become turbulent and vorticities appear in the flow lines in the pore space of the material. However, we will not consider the turbulent regime in this paper, as it does not seem to have practical applications in geohydrology of porous media.

[17] *Teng and Zhao* [2000] derived recently a generalized Darcy equation by volume-averaging the local Navier-Stokes momentum equation over a representative elementary volume of a porous material, given by

$$\rho_f \frac{d\mathbf{U}}{dt} + \frac{1+Re}{k_0} \eta_f \mathbf{U} = -\nabla p + \mathbf{F}, \quad (16)$$

where  $\mathbf{F}$  is a macroscopic body force and  $Re$  is the Reynolds number, a key-dimensionless number that expresses the ratio of inertial to viscous forces in the Navier-Stokes equation [e.g., *Batchelor*, 1972]. For a capillary of radius  $R$ ,  $U$  being the strength of the seepage velocity, the Reynolds number is then defined by [e.g., *Batchelor*, 1972],

$$Re = \frac{\rho_f U R}{\eta_f}. \quad (17)$$

[18] In a porous material, the radius of the capillary should be replaced by a corresponding length scale of the porous material. The Reynolds number is defined by,

$$Re = \frac{\rho_f U \Lambda}{\eta_f}, \quad (18)$$

where  $\Lambda$  is a characteristic length of the flow (for capillaries  $\Lambda = R$  where  $R$  is the radius of the capillary). If we replace  $U$  by the Darcy equation (neglecting the electroosmotic contribution), we can approximate the Reynolds number,

$$Re = \frac{\rho_f^2 g k_0 \Lambda}{\eta_f^2 (1+Re)} \frac{h}{L}, \quad (19)$$

where  $h$  is the hydraulic head and  $L$  is the length of the cylindrical core pack. For a granular medium with a unimodal particle size distribution, the length scale  $\Lambda$  is given by [*Revil*, 2002]

$$\Lambda = \frac{d_0}{2m(F-1)}. \quad (20)$$

[19] From equations (19) and (20), the Reynolds number is the solution of the following equation,

$$Re^2 + Re - \frac{\rho_f^2 g}{2m\alpha\eta_f^2} \frac{d_0^3}{F(F-1)^3} \left(\frac{h}{L}\right) = 0. \quad (21)$$

[20] The positive root of equation (21) is,

$$Re = \frac{1}{2} (\sqrt{1+c} - 1), \quad (22)$$

$$c = \frac{\beta \rho_f^2 g}{\eta_f^2} \frac{d_0^3}{F(F-1)^3} \left(\frac{h}{L}\right), \quad (23)$$

where  $\beta \approx 2.25 \times 10^{-3}$  is a numerical constant (determined from the constants given above). Equation (22) is a new equation that has a strong practical value since it can be easily used to determine the Reynolds number in a porous material from the knowledge of the pressure gradient.

[21] In the present case, the macroscopic body force corresponds to the electrostatic force associated with the excess of electrical charge per unit pore volume. Therefore the generalized Darcy equation, equation (16), can be written as,

$$\mathbf{U} = -\frac{k}{\eta_f} \nabla p - \bar{Q}_V \nabla \varphi, \quad (24)$$

where  $k$  is an apparent permeability that is related to the Reynolds number by

$$k/k_0 = 1/(1+Re), \quad (25)$$

$$\lim_{Re \rightarrow 0} k/k_0 = 1, \quad (26)$$

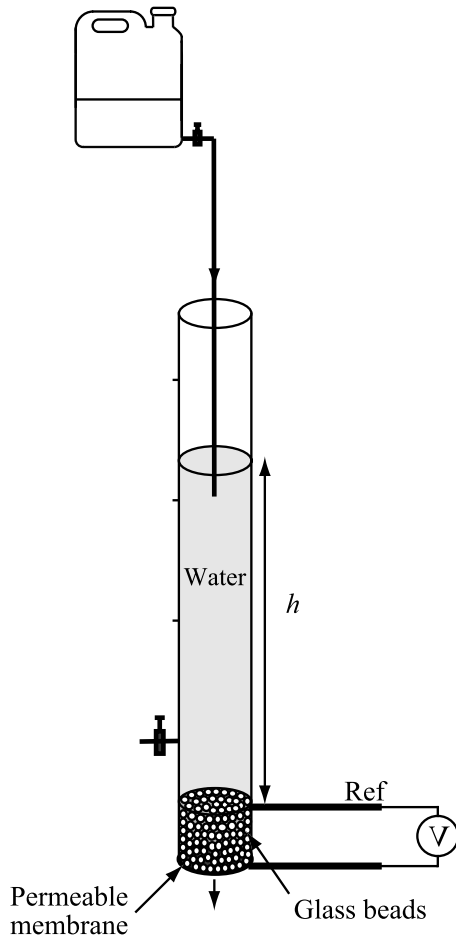
where  $k$  is the permeability in viscous laminar flow conditions.

[22] The influence of inertial flow upon electrokinetic coupling has been the subject of very few publications [see recently *Watanabe and Katagishi*, 2006 and references therein]. *Gorelik* [2004] used dimensional analysis to demonstrate that the effect of the Reynolds number corresponds to a multiplication of the Helmholtz-Smoluchowski equation by an unspecified function of the Reynolds number. In this paper, we look for an explicit (quantitative) relationship between the streaming potential coupling coefficient and the Reynolds number. At the scale of a representative elementary volume, the current density is given by [*Revil et al.*, 2005; *Linde et al.*, 2007]

$$\mathbf{J} = -\sigma \nabla \varphi + \bar{Q}_V \mathbf{U}, \quad (27)$$

$$\mathbf{J} = -\sigma \nabla \varphi - \frac{k \bar{Q}_V}{\eta_f} \nabla p, \quad (28)$$

where  $k$  is the apparent permeability defined above. The streaming potential coupling coefficient can be related to the excess charge of the diffuse layer per unit pore volume,  $\bar{Q}_V$ , by  $C_0 = k_0 \bar{Q}_V / \eta_f \sigma$  [*Revil et al.*, 2005]. Equation (27) expresses the fact that the source current density is equal to the excess of charge of the pore fluid  $\bar{Q}_V$  times the seepage



**Figure 1.** Sketch of the experimental setup. The sample is packed at the bottom of a Plexiglas tube and is maintained in the tube by a permeable membrane with a coarse mesh (the mesh is, however, finer than the diameter of the grains). The record of the self-potentials during the flow of the electrolyte through the sample is done with Ag/AgCl<sub>2</sub> electrodes (“Ref” is the reference electrode). The hydraulic heads are maintained constant at different levels and the streaming potentials are recorded at these levels at the end-faces of the sample.

velocity  $\mathbf{U}$ . As the seepage velocity is influenced by the increase of the Reynolds number (for  $Re > 0.1$ ), the Reynolds number also influences the value of the streaming potential coupling coefficient. Following equations (25) and

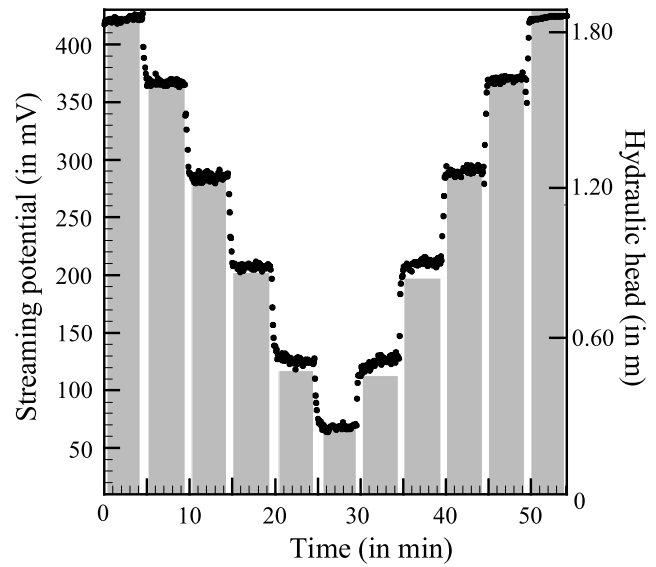
**Table 1.** Measured Properties of the Glass Bead Packs

Sample	$d$ range (in $\mu\text{m}$ )	$d_0$ (in $\mu\text{m}$ )	$F^a$	$\sigma_S$ (in $\text{mS m}^{-1}$ ) <sup>a</sup>	$k_0$ (in $\text{m}^2$ ) <sup>b c</sup>
S1a	50–60	56	$3.3 \pm 0.2$	$0.43 \pm 0.05$	$2.0 \times 10^{-12}$
S1b	60–80	72	$3.2 \pm 0.2$	$0.32 \pm 0.05$	$3.1 \times 10^{-12}$
S2	80–106	93	$3.4 \pm 0.2$	$0.26 \pm 0.04$	$4.4 \times 10^{-12}$
S3	150–212	181	$3.3 \pm 0.2$	$0.13 \pm 0.02$	$2.7 \times 10^{-11}$
S4	212–300	256	$3.4 \pm 0.2$	$0.08 \pm 0.02$	$5.6 \times 10^{-11}$
S5	425–600	512	$3.4 \pm 0.2$	$0.05 \pm 0.02$	$1.2 \times 10^{-10}$
S6	3000	3000	$3.6 \pm 0.2$	$0.10 \pm 0.02$	$1.4 \times 10^{-8}$

<sup>a</sup>The uncertainty is determined from the best fit of the electrical conductivity data using equation (11).

<sup>b</sup>Determined from equation (25) where  $k$  is the measured value and  $Re$  the Reynolds number.

<sup>c</sup>The uncertainty is roughly equal to 10% of the reported value.



**Figure 2.** Example of a typical run for sample S3 (grain size of 150–212  $\mu\text{m}$ ) and a water conductivity of  $10^{-3} \text{ S m}^{-1}$ . The filled circles correspond to the measurements of the streaming potential at the two end-faces of the sample while the grey columns correspond to the measurement of the hydraulic heads. The streaming potentials are proportional to the imposed hydraulic heads. The results are reproducible. This means that there is no drift of the electrical potential of the electrodes during the duration of the experiment.

(28), the streaming potential coupling coefficient is related to the Reynolds number by,

$$C/C_0 = 1/(1 + Re), \quad (29)$$

$$\lim_{Re \rightarrow 0} C/C_0 = 1, \quad (30)$$

where  $C_0$  is the streaming potential coupling coefficient in viscous laminar flow conditions and  $C$  is the measured coupling coefficient.

[23] In summary, the generalized coupled constitutive equations between the seepage velocity and the electrical current density are,

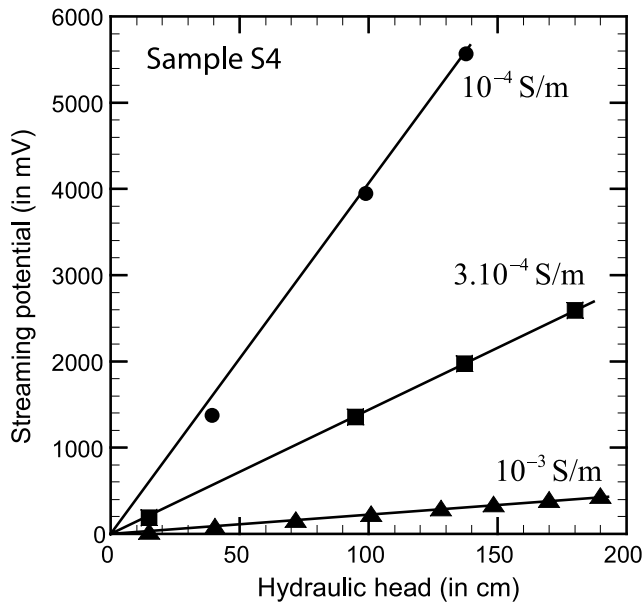
$$\mathbf{J} = -\sigma \left( \nabla \varphi - \frac{C_0}{1 + Re} \nabla h \right), \quad (31)$$

$$\mathbf{U} = -\frac{K_0}{1 + Re} \nabla h + \frac{C_0}{1 + Re} \sigma \Delta \varphi, \quad (32)$$

with a preserved symmetry of the coupling term. This means that Onsager’s reciprocity holds. The situation would likely be different in the turbulent flow regime where a magnetic field is probably associated with vortices of the local flow lines in the pore space.

### 3. Experimental Methods

[24] The experimental setup for the measurement of the streaming potential coupling coefficient is shown in Figure 1a. It consists simply of a Plexiglas tube with a



**Figure 3.** Example of typical runs for sample S4 (grain size of 212–300  $\mu\text{m}$ ) at three water conductivities. We observe linear relationships between the variation of the streaming potentials and the variation of the hydraulic heads at these different salinities. At each salinity, the streaming potential coupling coefficient is equal to the slope of the linear trend.

permeable and electrically insulating membrane, placed at its bottom, with a mesh of 50  $\mu\text{m}$ . We check that the permeability of this membrane is always at least ten times larger than the permeability of the sample (for the highly permeable sample S6, we use a coarser mesh). Each sample corresponds to a packing of glass beads (manufactured by Sigma-Aldrich) of a given particle size. They are seven glass bead packs investigated in this study with mean particle size in the range 56–3000  $\mu\text{m}$ , so approximately covering two orders of magnitude in size (Table 1). The chemical composition of the glass is  $\text{SiO}_2 \sim 60.5\%$ ,  $\text{Na}_2\text{O} \sim 12$  to 18 %,  $\text{CaO} \sim 5$  to 12%,  $\text{MgO} \sim 4\%$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3 \sim 1\%$ . The measured mass density of the grains is 2430  $\text{kg m}^{-3}$ . The measured porosity of the packs is  $\phi = 0.40$  irrespective of the size of the glass beads. The other properties of the glass bead packs are reported in Table 1.

[25] To measure the streaming potential coupling coefficient, we use the following protocol. In some cases, a given hydraulic head is imposed on the cylindrical sample inside the tube by adding water to the water column in the tube in such a way that the hydraulic head is maintained constant. We use also for some experiments a falling head method during which the electrical potential is measured during the decrease of the hydraulic head in the tube associated with the flow of the water through the porous pack. The gradient of the fluid pressure is controlled by the hydraulic head in the tube and the length of the porous pack (typically between 1 to 60 centimeters). In both cases, the brine is flowing through the porous sample. The resulting electrical potential is measured with two non-polarizable  $\text{Ag}/\text{AgCl}_2$  electrodes (Ref321/XR300, Radiometer Analytical) located in the

vicinity of the end faces of the sample. The difference of the electrical potential measured between the end faces of the porous pack divided by the length of the sample is the streaming electrical field associated with the flow of the brine through the pack. The voltages are measured with a data logger (Easy Log, internal impedance of 10 MOhm, sensitivity of 0.1 mV) or with a voltmeter (Metrix MX-20, internal impedance 100 MOhm, sensitivity of 0.1 mV). Both provided consistent measurements.

[26] Streaming potential data from a typical run are shown at Figures 2 and 3. In viscous laminar flow conditions, the differences of the electrical potential measured in the vicinity of the end-faces of the porous medium are proportional to the imposed hydraulic heads, as shown in Figures 2 and 3. The slope of the linear trend of streaming potential vs. head is the streaming potential coupling coefficient, defined from equation (5) by

$$C = \left( \frac{\partial \phi}{\partial h} \right)_{J=0}. \quad (33)$$

[27] In addition to the streaming potential coupling coefficient, we determine the intrinsic permeability in viscous-laminar flow conditions by measuring the seepage per unit time at a given hydraulic head (when the flow was not in the viscous-laminar flow regime, we performed a correction using the estimated value of the Reynolds number as explained below). Measurements of the streaming potential coupling coefficient and permeability were performed for different pore water electrical conductivities using different NaCl solutions. These solutions were prepared by measuring the weight of NaCl salt to add to a given solution of deionized water or by measuring directly the conductivity the solution with a calibrated impedancemeter. We use the following set of brine conductivities ( $3 \times 10^{-2}$ ,  $10^{-2}$ ,  $3 \times 10^{-3}$ ,  $10^{-3}$ ,  $3 \times 10^{-4}$ , and  $10^{-4} \text{ S m}^{-1}$ ) for the streaming potential measurements. The electrical conductivity of the electrolytes was measured with a conductivity meter (CDM-230, MeterLab<sup>TM</sup>). The pH of the solution, measured with the pH-meter (pH-330, SET1-Fisher), is in the range 5.6 to 5.9 at 24.5°C. Values of the streaming potential coupling coefficients are reported in Table 2.

[28] We also measure the electrical conductivity using a frequency-dependent impedancemeter (Waynekerr Analy-

**Table 2.** Values of the Streaming Potential Coupling Coefficient  $C_0$  (Expressed in  $\text{mV m}^{-1}$ )<sup>a</sup>

Sample	$3 \times 10^{-2}$ ( $\text{S m}^{-1}$ )	$10^{-2}$ ( $\text{S m}^{-1}$ )	$3 \times 10^{-3}$ ( $\text{S m}^{-1}$ )	$10^{-3}$ ( $\text{S m}^{-1}$ )	$3 \times 10^{-4}$ ( $\text{S m}^{-1}$ )	$10^{-4}$ ( $\text{S m}^{-1}$ )
S1a	−12.5	−22.0	−75	−159	−454	−647
S1b	−8.5	−36.0	−142	−245	−748	−1944
S2	−8.1	−24.0	−87	−224	−477	−3215
S3	−7.6	−30.5	−137	−319	−1219	−4793
S4	−7.5	−23.0	−82	−317	−1132	−4502
S5	−11.1	−36.0	−107	−331	−1451	−3483
S6	−17.2	−43.0	−159	−510	−1014	—
$C_{HS}^b$	−6.9	−30.2	−136	−504	−2033	−7063

<sup>a</sup>The coefficient  $C_0$  is determined from equation (29) where  $C$  is the measured coupling coefficient and  $Re$  is the Reynolds number determined using equation (22) (Measurements made at  $25 \pm 1^\circ\text{C}$ ).

<sup>b</sup>Values predicted by the Helmholtz-Smoluchowski equation (in  $\text{mV/m}$ ).

**Table 3.** Measurements of the Electrical Conductivity of the Samples  $\sigma$  (in  $10^{-4}$  S m $^{-1}$ ) as a Function of the Electrical Conductivity of the Solution

Sample	$10^{-1}$ (S m $^{-1}$ )	$6 \times 10^{-2}$ (S m $^{-1}$ )	$3 \times 10^{-2}$ (S m $^{-1}$ )	$10^{-2}$ (S m $^{-1}$ )	$3 \times 10^{-3}$ (S m $^{-1}$ )	$10^{-3}$ (S m $^{-1}$ )	$3 \times 10^{-4}$ (S m $^{-1}$ )	$10^{-4}$ (S m $^{-1}$ )
S1a	289.5	199.0	100.9	38.4	12.61	6.59	3.38	2.11
S1b	291.4	199.0	101.3	38.6	12.30	6.62	2.54	1.94
S2	291.4	195.6	91.6	32.6	11.77	6.20	2.29	1.78
S3	290.9	193.0	86.8	32.7	11.74	5.11	1.81	1.19
S4	288.0	188.7	86.5	31.9	11.47	3.78	1.33	1.08
S5	283.1	187.3	84.6	31.5	11.14	3.31	1.14	0.94
S6	279.8	182.0	75.6	31.6	9.61	3.59	2.28	0.91

ser 6425) in the frequency range 30 Hz–300 kHz. Electrical conductivity measurements were performed in the frequency domain with a two-electrode device (with stainless steel electrodes) according to the protocol described in *Revil et al.* [2002]. We use the following set of brine conductivities ( $10^{-1}$ ,  $6 \times 10^{-2}$ ,  $3 \times 10^{-2}$ ,  $10^{-2}$ ,  $3 \times 10^{-3}$ ,  $10^{-3}$ ,  $3 \times 10^{-4}$ , and  $10^{-4}$  S m $^{-1}$ ) for the electrical conductivity measurements. The description of this protocol will not be repeated here. Accuracy of the measurement is estimated to be 5%. Values of the electrical conductivity are reported in Table 3. They are obtained at a frequency of a few hundreds of Hertz to a few kHz.

[29] Permeability is determined using Darcy's law and measuring the volume of water passing through the glass packs per unit time. Measurements were reproducible with an uncertainty of 10%. Values of the measured intrinsic permeability (in the viscous laminar flow regime) are reported in Table 1.

## 4. Results and Discussion

### 4.1. Intrinsic Permeability

[30] In Figure 4, we plot the measured intrinsic permeabilities versus the intrinsic permeabilities predicted by equation (8) corrected for the influence of the Reynolds number (see equations (22) and (25)). There is very good agreement between the measured data and the prediction of equation (8).

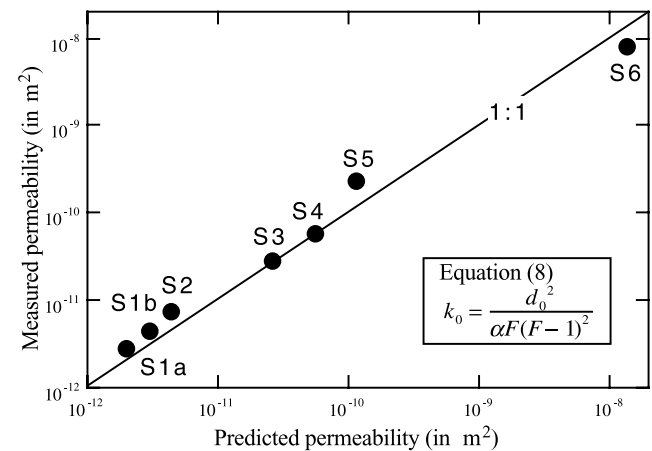
### 4.2. Electrical Conductivity

[31] In Figure 5, we plot the electrical conductivity of the samples as a function of the electrical conductivity of the pore water. We use equation (11) to fit these experimental data in order to determine the value of the surface conductivity and the electrical formation factor. The mean formation factor is  $3.4 \pm 0.1$  (see Table 1). Using Archie's law,  $F = \phi^{-m}$  and a porosity of 0.40, we obtain a cementation exponent  $m = 1.34$  (this is consistent with the cementation exponent of unconsolidated sands and glass beads reported by *Sen et al.* [1981]).

[32] The value of surface conductivity of each pack is reported as a function of the mean diameter of each pack in Figure 6. We see very clearly that surface conductivity is inversely proportional to the mean diameter of the beads as predicted by the theory. The value of the specific surface conductivity obtained from this trend,  $\Sigma_s = 4.0 \times 10^{-9}$  S, is consistent with the double layer model prediction of *Revil et al.* [1999a] for a salinity of  $10^{-3}$  S m $^{-1}$ , and with previous experimental data [*O'Brien and Rowlands*, 1993]. Other estimates of the specific surface conductance are reported in Table 4. They are consistent with the above estimate.

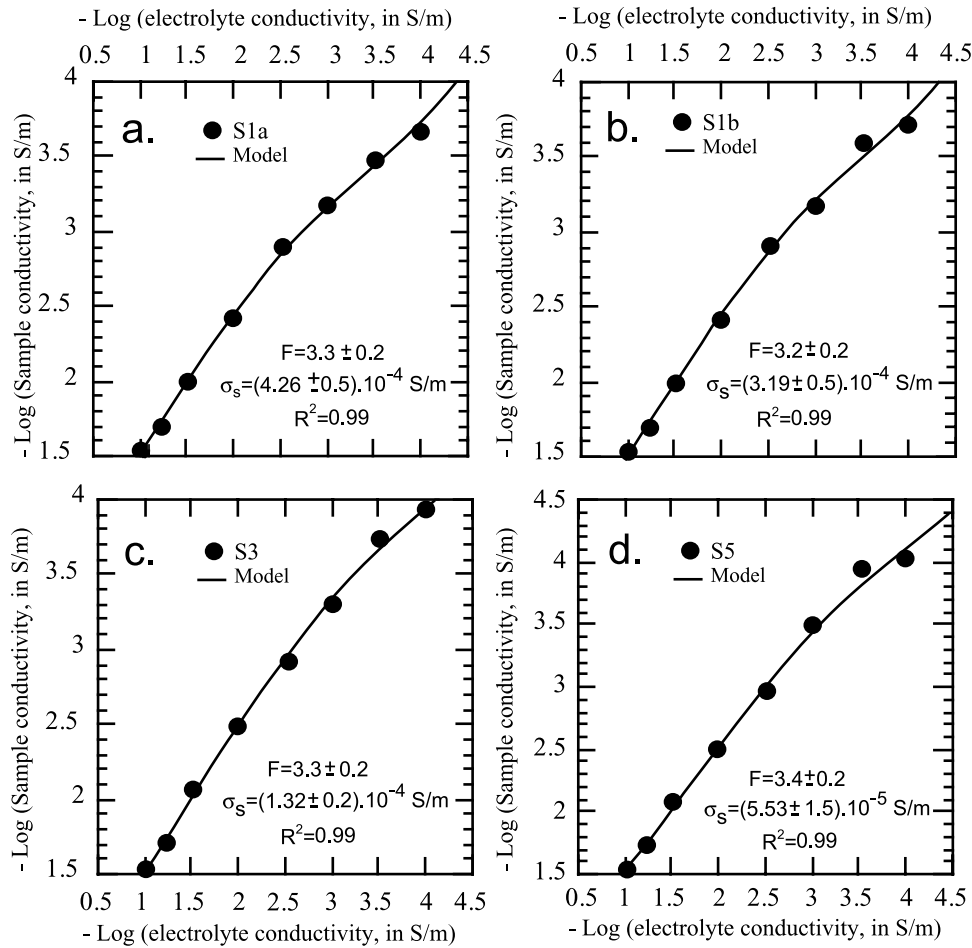
*Brovelli et al.* [2005] used a finite element code to simulate electrical conduction in a partially water-saturated sandstone. They obtained  $\Sigma_s = 3.3 \times 10^{-7}$  S. *Wildenschild et al.* [2000] obtained  $\Sigma_s$  in the range  $(0.5\text{--}1.5) \times 10^{-7}$  S using electrical conductivity data on mixtures of sand and clay particles. *Block and Harris* [2006] found  $\Sigma_s = 4.2 \times 10^{-8}$  S with sand with a small amount of clay particles. However, none of these authors discussed the discrepancy between their estimates and those obtained from electrical triple layer calculations [see *Revil and Glover*, 1997, 1998; *Revil and Leroy*, 2001; *Leroy and Revil*, 2004]. Our conclusion is that the values derived by *Wildenschild et al.* [2000], *Brovelli et al.* [2005], and *Block and Harris* [2006] are strongly overestimated by one to two orders of magnitude because of the inappropriate mean grain size used by these authors to estimate the surface conductance from the macroscopic surface conductivity.

[33] The “conductivity ratio” of the porous samples is defined as the ratio between the electrical conductivity of the porous pack to the conductivity of the brine. These conductivity ratios are plotted in Figure 7 as a function of the Dukhin numbers for all the samples. As discussed by *Revil et al.* [2002], this provides a way to normalize electrical conductivity plots. We observe that all the data fall on the same curve that is well reproduced by our model. This shows the power of our electrical conductivity model to represent accurately the electrical conductivity response



**Figure 4.** Measured versus modeled intrinsic permeability for the samples investigated in this study. We use  $\alpha = 53$ , and the formation factor is equal to 3.4. For sample S6, the measured permeability is corrected for the value of the Reynolds number using the formulae given in the main text, equations (22) and (25).





**Figure 5.** Plots showing the logarithm of the electrical conductivity of four samples  $\sigma$  versus the logarithm of the electrical conductivity of the brine  $\sigma_f$ . The iso-conductivity point is defined by the condition  $\sigma = \sigma_f$  for which we also have  $\sigma_s = \sigma_f$ . The surface conductivity  $\sigma_s$  and the electrical formation factor  $F$  are inverted from equation (11) and the experimental data. The plain lines represent the best fit of the model. Note the very good agreement between the model and the experimental data.

of granular materials. We point out that popular electrical conductivity models such as the *Waxman and Smits* [1968] model [or all the family of “linear conductivity models”, see *Niwas et al.*, 2006] cannot reproduce these experimental data as they do not explain the occurrence of an iso-conductivity point.

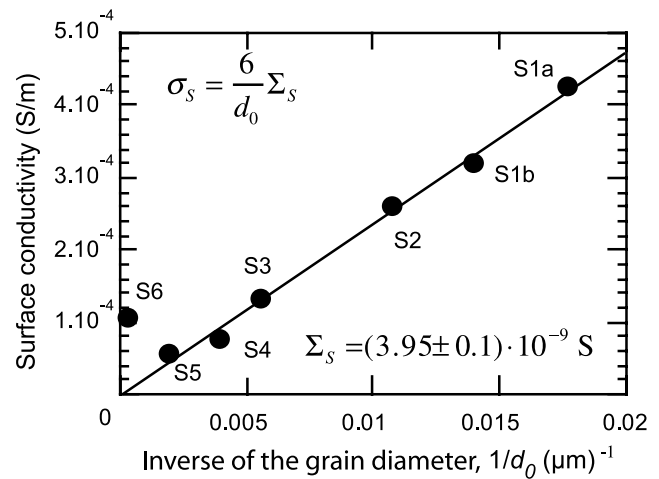
#### 4.3. Coupling Coefficient

[34] The model developed for the streaming potential coupling coefficient in Section 2 can be summarized by the following equation,

$$C = C_{HS} \frac{G(Re)}{H(\xi)}, \quad (34)$$

where  $G(Re) = 1/(1 + Re)$  and  $H(\xi) = F\sigma_0(\xi)/\sigma_f$ . In this section, we test the accuracy of Equation (34) to determine the streaming potential coupling coefficient and therefore to demonstrate that the coupling coefficient is controlled by the Dukhin and Reynolds numbers.

[35] A preliminary step is to determine the dependence of the zeta potential on the conductivity of the pore water as



**Figure 6.** Surface conductivity  $\sigma_s$  versus the inverse of the mean bead size. The linear trend is used to determine the specific surface conductivity, which is equal to  $\Sigma_s = 4.0 \times 10^{-9} \text{ S}$ . Note the excellent correlation between the surface conductivity data and the mean diameter of the beads in the packs (except for sample S6), in agreement with the theory.

**Table 4.** Surface Conductivity, Grain Size Relationship (NaCl Solutions) (S: Silica, GB: Glass Beads)

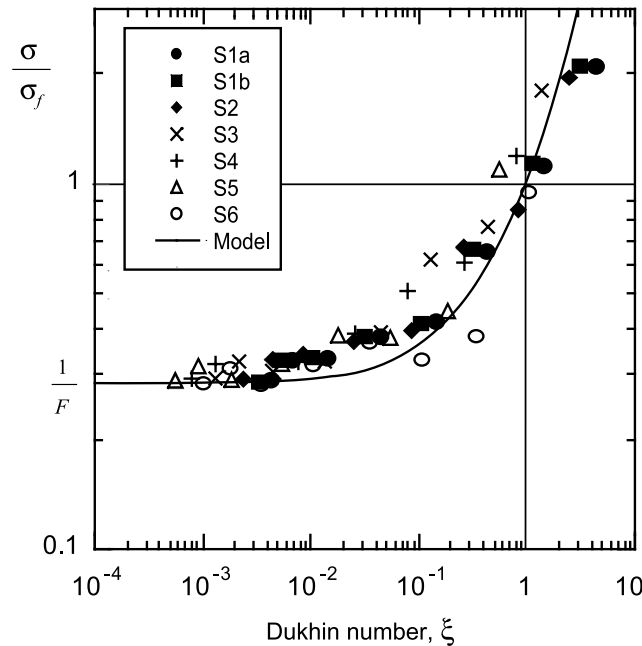
Study	Material	$\sigma_s$ (in $10^{-4}$ S m $^{-1}$ )	$d_0$ (in $\mu$ m)	$\sigma_f$ (in S m $^{-1}$ )	$T$ (in $^{\circ}$ C)	pH	$\Sigma_s$ (in $10^{-9}$ S)
<i>Bull and Gortner</i> [1932] (using measurements of the streaming potential coupling coefficient).	S-NaCl	$71 \pm 4$	4.5	$2.4 \times 10^{-3}$	24.5	5.7	5.3
<i>Lorne et al.</i> [1999a] (using measurements of the electrical conductivity).	S-KCl	$1.03 \pm 0.04$	80	$10^{-4}$	25.0	5.7	1.4
<i>Watanabe and Katagishi</i> [2006] (using measurements of the electrical conductivity).	GB-NaCl	$1.3 \pm 0.1$	115	$10^{-4}$	23.0	7.5	2.5

discussed in Section 2. Using equation (9), we combined the measurements of the streaming potential coupling coefficient and the measurements of the electrical conductivity to determine the values of the zeta potential in viscous-laminar flow conditions. The results are reported as a function of the logarithm of the electrical conductivity of the pore water in Figure 8. These results are consistent with the values usually reported for silica and glasses [e.g., Kirby and Hasselbrink, 2004]. The constants  $a$  and  $b$  of equation (14) corresponding to the best fit of the zeta-potential values are reported in Figure 8. With the values of  $a$  and  $b$  and equation (14), we can estimate the value of the streaming potential coupling coefficient via the Helmholtz-Smoluchowski equation at a given electrical conductivity

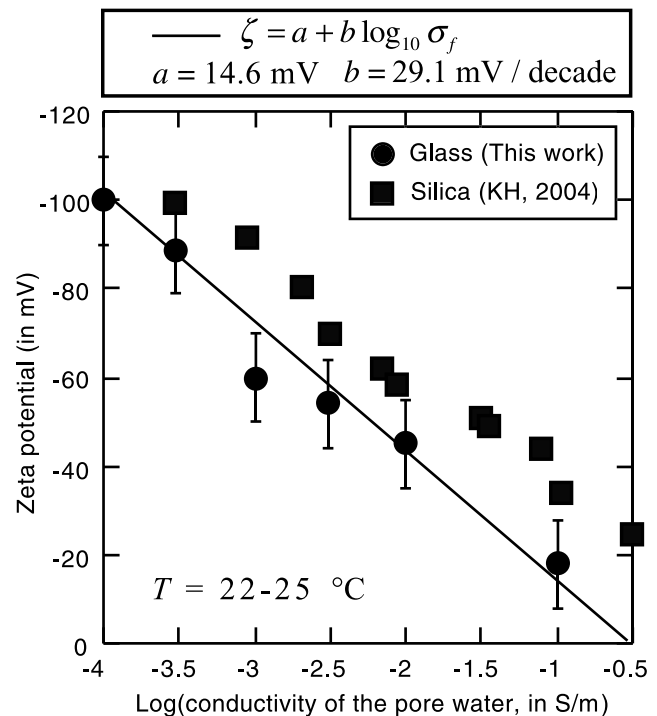
of the pore water. These values are reported in the last line of Table 2.

[36] We first check the relationship between the streaming potential coupling coefficient and the Dukhin number  $\xi$ . In Figure 9, we plot the reduced streaming potential coupling coefficient  $C_0/C_{HS}$  versus the Dukhin number for the seven packs. The measured value of the streaming potential coupling coefficient  $C$ , determined from equation (33), is corrected for the influence of the Reynolds number using equations (29) and (22). Note that because the formation factor is roughly the same for all the samples, all the data fall on the same curve. There is a good match between the theory and the experimental data (see Figure 9).

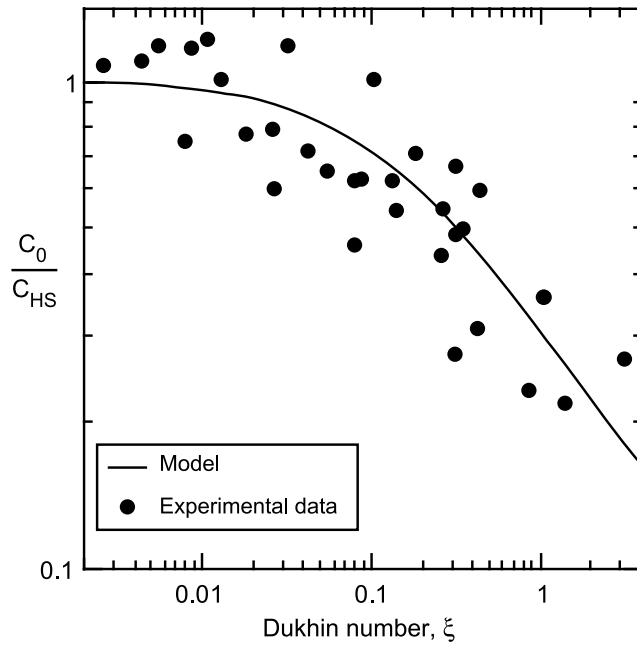
[37] Finally, we check the relationship between both the streaming potential coupling coefficient and the Reynolds number  $Re$ . In Figure 10, we plot the reduced streaming potential coupling coefficient  $C/C_0$  (where  $C_0 = C_{HS}/H(\xi)$ ,



**Figure 7.** Reduced conductivity ratio  $\sigma/\sigma_f$  versus the Dukhin number  $\xi$  for all the glass bead packs investigated in this study ( $F$  is the electrical formation factor). The curve corresponds to the electrical conductivity model discussed in the main text, equation (11). Note the existence of an iso-conductivity point, (1, 1) in the coordinates of the plot. Note that the existence of this iso-conductivity point is not predicted by classical models like the *Waxman and Smits* [1968] formula.



**Figure 8.** Zeta potential (in mV) versus the logarithm of the electrical conductivity of the pore water ( $r = 0.95$ ) (NaCl, pH 5.6–5.9, 24 $^{\circ}$ C). For comparison, we include the data reported for silica by Kirby and Hasselbrink (KH, 2004) (NaCl, pH 7, 25 $^{\circ}$ C).

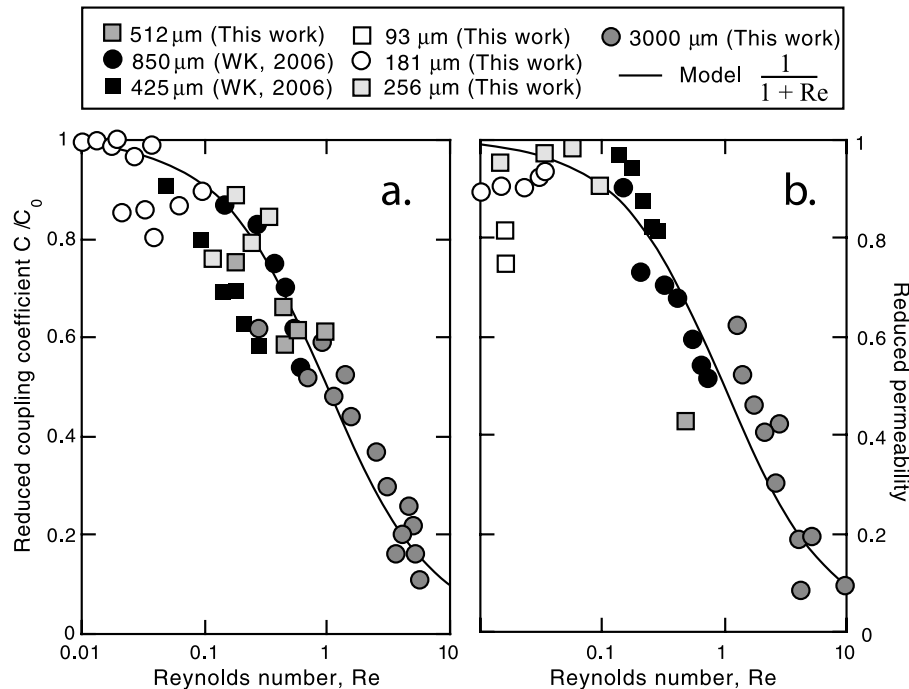


**Figure 9.** Reduced streaming potential coupling coefficient  $C_0/C_{HS}$  versus the Dukhin number  $\xi$  (determined from the measured surface conductivity divided by the conductivity of the brine) for all the samples investigated in this study (see Table 2). Note that because the formation factor is roughly the same for all the samples, all the data fall on the same trend. The curve corresponds to the model discussed in the main text.

$F)$  and the reduced permeability  $k/k_0$  versus the Reynolds number for the seven samples investigated in this study. All the data fall on the same curve. The curves correspond to equation (33) for the ratio  $C/C_0$ . Again, we found a good agreement between the theory and the experimental data. It is clear from these data that the decrease of the streaming potential coupling coefficient with the increase of the Reynolds number is entirely due to the increase of the flow rate in the sample during the transition from viscous- to inertial-laminar flows. However, the situation could be different for turbulent flow.

[38] We can summarize our findings in the following way. At high Dukhin numbers ( $\gg 1$ ) and low Reynolds numbers ( $\ll 1$ ), the magnitude of the streaming potential coupling coefficient decreases with the increase of the Dukhin number and depends on the mean grain diameter (and therefore permeability) of the medium. At low Dukhin and Reynolds numbers ( $\ll 1$ ), the streaming potential coupling coefficient becomes independent of the microstructure and is given by the well-known Helmholtz-Smoluchowski equation widely used in the literature. At high Reynolds numbers, the magnitude of the streaming potential coupling coefficient decreases with the increase of the Reynolds number in agreement with the new model developed in section 2.

[39] A recent paper by *Kuwano et al.* [2006] investigated how the apparent permeability and the apparent streaming current coupling coefficient depend on the Reynolds number like in the present work. These authors realized experiments showing a decrease of the streaming current coupling coefficient  $L$  and permeability  $k$  of glass bead packs with the



**Figure 10.** Influence of the Reynolds number determined from equations (22) and (23), upon the relative coupling coefficient  $C/C_0$  (where  $C$  is the measured apparent streaming potential coupling coefficient and  $C_0$  is given by equation (15)) and the relative permeability  $k/k_0$  (where  $k$  is the measured apparent permeability (using Darcy's law) and  $k_0$  is given by equation (8)). These measurements have been made at different salinities showing the universal character of this trend.

**Table 5.** Value of the Variables Used to Compute the Self-Potential Response to the Seepage Flow Through the Pipe

Property	Symbol	Value	Units
Length of the pipe	$L_p$	8.5	m
Diameter of the pipe	$d$	0.15	m
Length of the basin	$L$	34.5	m
Width of the basin	$l$	21	m
Height of the basin	$h$	3.5	m
Water conductivity	$\sigma_f$	$3.7 \times 10^{-2}$	$\text{S m}^{-1}$
Clay conductivity	$\sigma_c$	$5.8 \times 10^{-2}$	$\text{S m}^{-1}$
Gravel conductivity	$\sigma_g$	$1.3 \times 10^{-2}$	$\text{S m}^{-1}$
Gravel EK current coefficient	$L_g$	$7.75 \times 10^{-9}$	$\text{A m}^{-1} \text{Pa}^{-1}$

Reynolds number  $Re$ . They also noted qualitatively that  $L$  decreases less than  $k$  with  $Re$  and suggested that this difference could be related to the increase in the efficiency of charge transport in the vicinity of the surface of the minerals when the Reynolds number increases. This effect could reflect a change in the shape of the velocity profile of the water in the pores when the Reynolds number increases. According to *Revil* [2007], the data presented by Kuwano et al. can be fitted with the following parametric function  $L(Re) = L_0 (1 + Re)^{-n}$  where  $n = 1/2$ . Additional investigations will be performed to test this point further.

## 5. Example of Geophysical Application

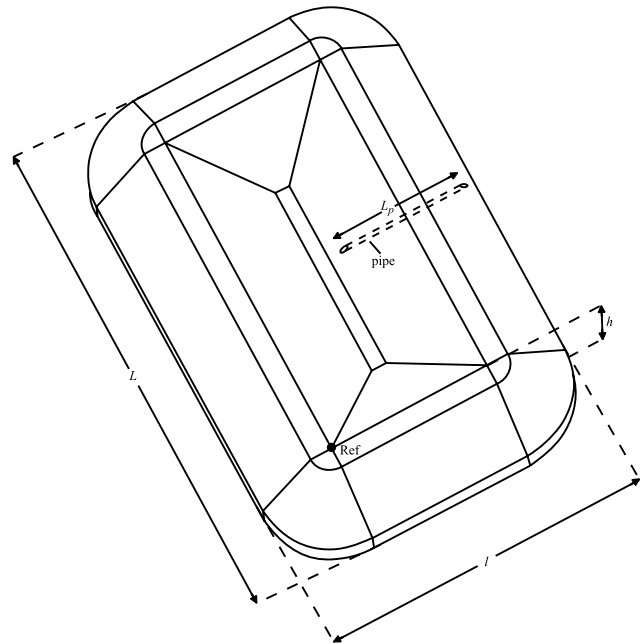
[40] The modified form of the constitutive equations described above can be applied to the study of electromagnetic signals associated with fracturing (see the recent paper by *Moore and Glaser*, 2007, this field will be explored in a future contribution) and to the study of leakage in embankments and dams. In this section, we simulate a leakage problem. The geometry of the basin in which the leakage occurs is shown in Figure 3. Previous simulations of such hydroelectric problem were mainly 2D and were not accounting for the influence of the Reynolds number [see *Wilt and Corwin*, 1989; *Titov et al.*, 2000, 2005 and references therein and recently *Suski et al.*, 2006]. In this paper, we use the finite element code Comsol Multiphysic 3.2 to simulate the 3D distribution of the self-potential signals associated with the leakage of water through a highly permeable pipe located in the wall of the basin. Dimensions of the pool are reported in Table 5. The basin is assumed to be filled with water with an electrical conductivity equal to  $3.7 \times 10^{-2} \text{ S m}^{-1}$  (at  $20^\circ\text{C}$ ). We assume that the material used for the basin is a clay material. The pipe is filled with the gravel with a formation factor equal to 2.9 and an intrinsic permeability equal to  $k_0 = 4.6 \times 10^{-9} \text{ m}^2$ . Because of the strong contrast of permeability between the material filling the pipe and the clay, the leakage of water occurs mainly through the pipe.

[41] Comsol Multiphysic 3.2 is first used to solve the continuity equation  $\nabla \cdot \mathbf{U} = 0$  with appropriate boundary conditions for the pressure head in the basin and equation (32) for the Darcy velocity and neglecting electro-osmosis. At the entrance of the pipe, we impose the seepage velocity according to the modified Darcy's law that account for the Reynolds number, equation (32) where  $h/L$  is the hydraulic gradient and  $L$  is now equal to the length of the pipe and  $h$  is the total

hydraulic head (including the length of the pipe),  $k_0$  is the permeability of the gravel filling the pipe. At the exit of pipe, we also imposed the flux that is conservative (in steady state conditions), assuming therefore no exchange of water between the pipe and the surrounding clay material. Therefore the magnitude of the seepage velocity at the entrance of the pipe is equal to the magnitude of the seepage velocity of the exit of the pipe. For all other boundary conditions, we have no flux (only a given head).

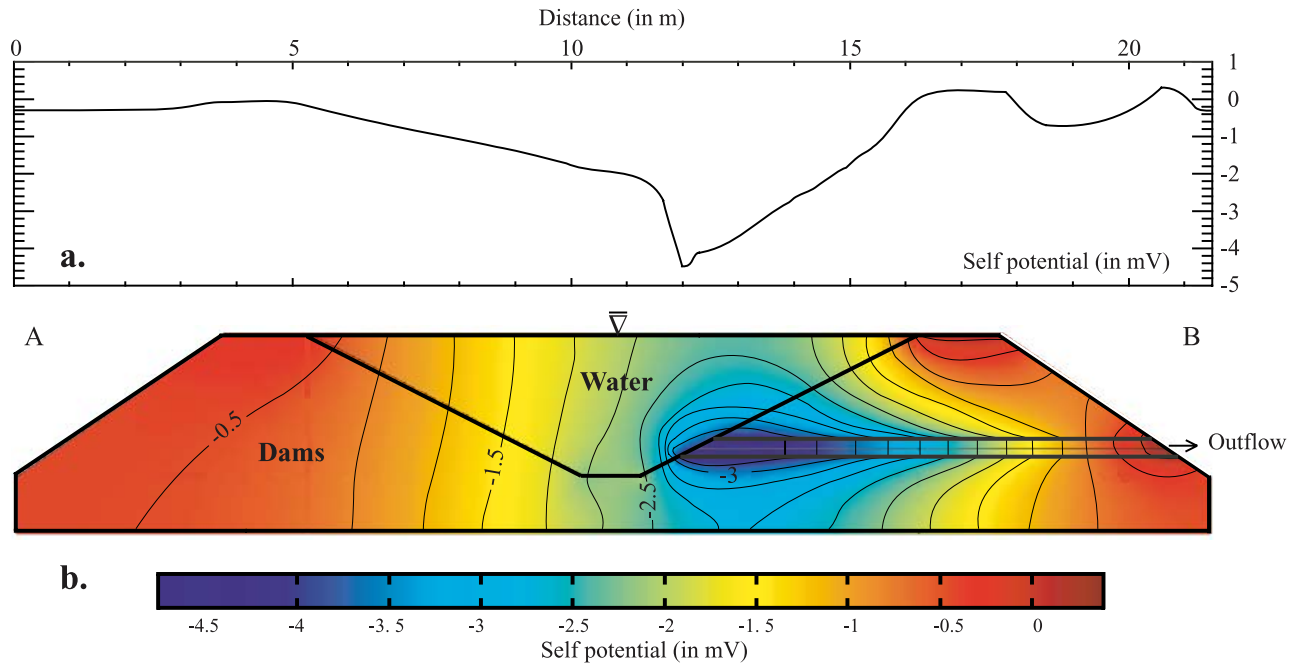
[42] For the electrical problem, we solve the continuity equation for the electrical charge  $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$  combined with equation (31). This lead to a Poisson's equation for the electrical potential with a source term depending on the distribution of the fluid pressure [e.g., *Titov et al.*, 2000 and 2005 and references therein]. The values of the electrical conductivity of three materials (tap water, clay, and gravel), voltage and current coupling coefficients and dimensions of the system are reported in Table 5. At the outer boundaries of the basin, we use  $\mathbf{n} \cdot \nabla \phi = 0$  as an appropriate boundary condition (contact with an insulating body like the atmosphere). A reference for the voltage is placed at a reference station chosen arbitrarily in the basin but far enough from the leaking pipe (see "Ref" in Figure 11).

[43] Figures 12 and 13 show the distribution of the equipotentials for the self-potential in the pool (for  $k_0 = 4.6 \times 10^{-9} \text{ m}^2$ ). The leakage is clearly associated with a negative self-potential anomaly centered on the area of



**Figure 11.** Geometry of water-filled basin with the position of the gravel-filled pipe, which constitutes the preferential fluid flow pathways for the water. The embankment is made of clay (permeability  $10 \text{ mD}$ ,  $10^{-14} \text{ m}^2$ ). The reference for the electrical potential (position of the reference electrode where the electrical potential is taken equal to zero) is placed at the point Ref (ideally it should be located as far as possible from the self-potential anomaly resulting from the pipe).





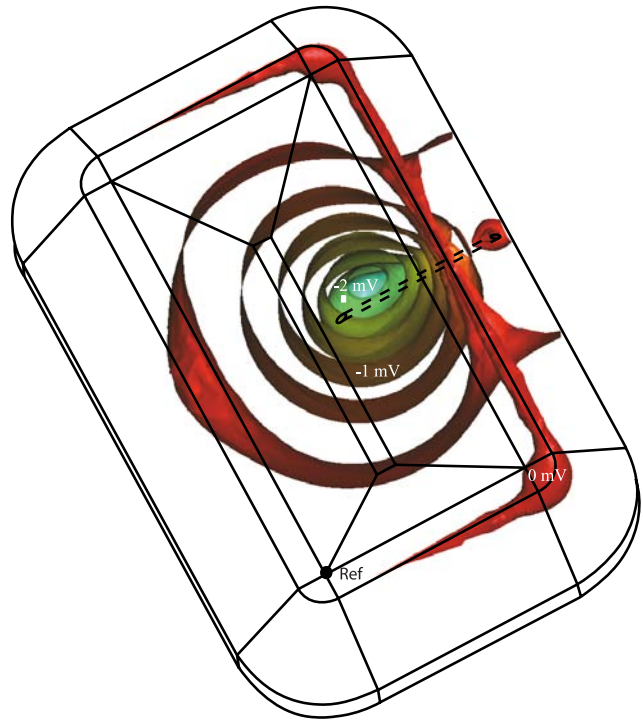
**Figure 12.** Plot showing the distribution of the electrical potential along a cross-section parallel to the pipe (the reference for the self-potential signals is shown in Figure 4). (a) Distribution at the surface of the dams. The minimum of the self-potential distribution is located at the entrance of the pipe where a negative self-potential anomaly is observed (with an amplitude of few mV). Note that in water, the sensitivity of the measurements is typically 0.2 mV, which warrants a good signal-to-noise ratio. (b) Distribution of the streaming equipotentials.

leakage in agreement with field observations [e.g., Bogoslovsky and Ogilvy, 1970; Sheffer, 2002; Sheffer and Howie, 2001, 2003]. The magnitude of this anomaly at the entrance of the pipe is equal to four millivolts. This anomaly can be well resolved using filtering analysis and a sensitive voltmeter (e.g., the Metrix MX20 has a sensitivity of 0.1 mV). Simulations indicate that applying our model for poorly mineralized water (e.g.,  $10^{-3} \text{ S m}^{-1}$  at  $20^\circ\text{C}$ ), the intensity of the self-potential anomaly can reach very easily 100 mV.

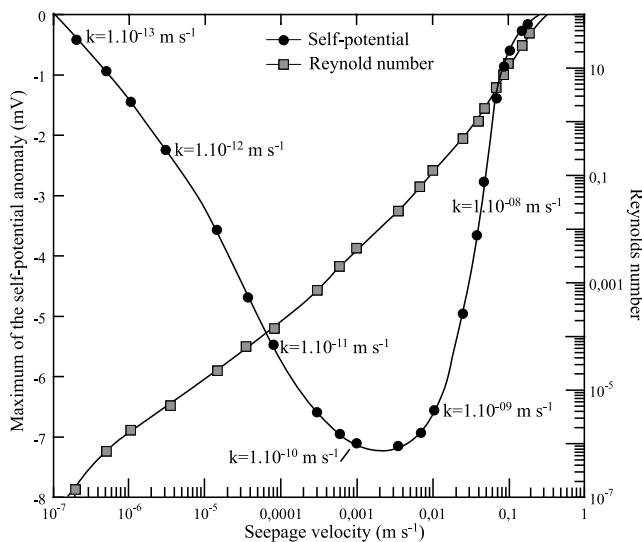
[44] To test the evolution of a self-potential anomaly associated with the evolution of a leaking area, we modeled the intensity of the self-potential anomaly resulting from an increase of the intrinsic permeability  $k_0$  over time. In this case, the model shows a decrease of the maximum of the self-potential anomaly when the intrinsic permeability increases (Figure 14). This variation is due to the decrease of the streaming potential coupling coefficient with the Reynolds number. There is clearly a domain of intrinsic permeability for which the magnitude of the self-potential anomaly can be used to retrieve the magnitude of the seepage velocity. The self-potential method could be also combined with other methods (e.g., thermal methods) to improve its ability to determine the seepage velocity of leaking areas though joint inversion of self-potential and temperature measurements.

## 6. Concluding Statements

[45] In this paper, we show how the streaming potential coupling coefficient depends non-linearly on two key



**Figure 13.** 3D-distribution of the electrical equipotentials in the basin due to the leakage of water through the pipe. The maximum intensity of the self-potential anomaly is 4 mV at the entrance of the leaking area.



**Figure 14.** Maximum of the self potential anomaly at the entrance of the pipe versus the seepage velocity for different value of intrinsic permeability  $k_0$ . When the intrinsic permeability  $k_0$  increases over time, there is a decrease of the magnitude of the self-potential anomaly due to the increase of the Reynolds number.

dimensionless parameters, the so-called Dukhin and Reynolds numbers. The Dukhin number characterizes the relative influence of the surface conductivity of the grains (which depends on the grain size) to the conductivity of the pore water electrolyte. The Reynolds number characterizes the influence of the inertial force in the Navier-Stokes equation. In this paper, we have derived (i) a new expression for the Reynolds number and (ii) a general equation for the streaming potential coupling coefficient showing that the Helmholtz-Smoluchowski equation is recovered when both the Reynolds and the Dukhin numbers are much smaller than unity, that is, when viscous-laminar flow and pore water conduction dominate. In the transition between the viscous and inertial laminar flow regimes, the streaming potential coupling coefficient falls as  $1/(1 + Re)$  with the increase of the Reynolds number. In addition, (iii) a new set of experimental data has been obtained and both these data and the model agree with each other. Finally (iv) for the first time, we show how surface conductivity varies with the size of the grains. We show that the value of the specific surface conductance agrees with that predicted by double-layer models. Finally, we show that our model can easily be incorporated in finite element simulation software to determine the intensity of self-potential signals associated with leakage. We expect application of this theory also for the potential breaking of seals in the context of  $\text{CO}_2$  sequestration.

[46] Extension of the present work will concern mixtures of beads with different grain sizes and clay-bead mixtures, the study of heterogeneities with glass bead packs in series and in parallel, and the application of the present work to real rocks. However, we believe that we can already apply the present petrophysical model to the determination of the relationship between the seepage velocity and the self-potential anomalies measured in various environments and especially in geohydrology to interpret quantitatively self-

potential anomalies related to leakage of water in embankments and dams for example [e.g., Sheffer and Howie, 2001, 2003] and to fracturing in active volcanoes [e.g., Revil et al., 2003; Finizola et al., 2004].

[47] **Acknowledgments.** This work is supported by ANR Project ERINOH in France related to the study of leakages in embankments dams and ANR-ECCO-PNRH Project POLARIS. The Ph-D Thesis of A. Bolève is supported by SOBESOL and the Ph-D thesis of Agnès Crespy by the Ministère de la Recherche et de l'Enseignement in France.

## References

- Ahmad, M. (1964), A laboratory study of streaming potentials, *Geophys. Prospect.*, 12, 49–64.
- Batchelor, G. K. (1972), *An Introduction to Fluid Dynamics*, Cambridge University Press.
- Block, G. I., and J. G. Harris (2006), Conductivity dependence of seismic-electric wave phenomena in fluid-saturated sediments, *J. Geophys. Res.*, 111, B01304, doi:10.1029/2005JB003798.
- Bocquet, P. E., C. M. Sliepcevich, and D. F. Bohr (1956), Effects of turbulence on the streaming potential, *Ind. Eng. Chem.*, 48, 197–200.
- Bogoslovsky, V. A., and V. A. Ogilvy (1970), Natural potential anomalies as a quantitative index of the role of water seepage from reservoir, *Geophys. Prospect.*, 18, 261–268.
- Brovelli, A., G. Cassiani, E. Dalla, F. Bergamini, D. Pitea, and A. M. Binley (2005), Electrical properties of partially saturated sandstones: novel computational approach with hydrogeophysical applications, *Water Resour. Res.*, 41, W08411, doi:10.1029/2004WR003628.
- Bull, H. B., and R. A. Gortner (1932), Electrokinetic potentials. X. The effect of particle size on potentials, *J. Phys. Chem.*, 36, 111–119.
- Ennis, J., and L. R. White (1996), Dynamic Stern layer contribution to the frequency-dependent mobility of a spherical colloid particle: A low-zeta-potential analytic solution, *J. Colloid Interface Sci.*, 178(2), 446–459.
- Finizola, A., J. F. Lénat, O. Macedo, D. Ramos, J. C. Thouret, and F. Sortino (2004), Fluid circulation and structural discontinuities inside Misti volcano (Peru) inferred from self-potential measurements, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 135(4), 343–360.
- Garon, M., A. Lègaré, R. Guardo, P. Savard, and M. D. Buschmann (2002), Streaming potentials maps are spatially resolved indicators of amplitude, frequency and ionic strength dependant responses of articular cartilage to load, *J. Biomechanics*, 35(2), 207–216.
- Gex, P. (1980), Electrofiltration phenomena associated with several dam sites, *Bull. Soc. Vaud Sci. Nature*, 357(75), 39–50.
- Gibert, D., J.-L. Le Mouél, L. Lambs, F. Nicollin, and F. Perrier (2006), Sap flow and daily electrical potential variations in a tree trunk, *Plant Sci.*, 171(5), 572–584.
- Gorelik, L. V. (2004), Investigation of dynamic streaming potential by dimensional analysis, *J. Colloid Interface Sci.*, 274, 695–700.
- Guichet, X., L. Jouniaux, and N. Catel (2006), Modification of streaming potential by precipitation of calcite in a sand-water system: laboratory measurements in the pH range from 4 to 12, *Geophys. J. Int.*, 166(1), 445–460.
- Jardani, A., J. P. Dupont, and A. Revil (2006a), Self potential signals associated with preferential groundwater flow pathways in sinkholes, *J. Geophys. Res.*, 111, B09204, doi:10.1029/2005JB004231.
- Jardani, A., A. Revil, F. Akoa, M. Schmutz, N. Florsch, and J. P. Dupont (2006b), Least-squares inversion of self-potential (SP) data and application to the shallow flow of the ground water in sinkholes, *Geophys. Res. Lett.*, 33(19), L19306, doi:10.1029/2006GL027458.
- Kirby, B. J., and E. F. Hasselbrink (2004), Zeta potential of microfluidic substrates. 1. Theory, experimental techniques, and effects on separations, *Electrophoresis*, 25, 187–202.
- Kulesa, B., B. Hubbard, and G. H. Brown (2003a), Cross-coupled flow modeling of coincident streaming and electrochemical potentials, and application to subglacial self-potential (SP) data, *J. Geophys. Res.*, 108(B8), 2381, doi:10.1029/2001JB001167.
- Kulesa, B., B. Hubbard, G. H. Brown, and J. Becker (2003b), Earth tide forcing of glacier drainage, *Geophys. Res. Lett.*, 30(1), 1011, doi:10.1029/2002GL015303.
- Kurtz, R. J., E. Findl, A. B. Kurtz, and L. C. Stormo (1976), Turbulent flow streaming potentials in large bore tubing, *J. Colloid Interface Sci.*, 57, 28–39.
- Kuwano, O., M. Nakatani, and S. Yoshida (2006), Effect of the flow state on streaming current, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L21309, doi:10.1029/2006GL027712.
- Leroy, P., and A. Revil (2004), A triple layer model of the surface electrochemical properties of clay minerals, *J. Colloid Interface Sci.*, 270(2), 371–380.

- Linde, N., D. Jougnot, A. Revil, S. K. Matthai, T. Arora, D. Renard, and C. Doussan (2007), Streaming current generation in two-phase flow conditions, *Geophys. Res. Lett.*, **34**(3), L03306, doi:10.1029/2006GL028878.
- Long, H. L., and J. Q. Hao (2005), Theoretical and experimental research on self-potential tomography, *Chin. J. Geophys. – Chinese Edition*, **48**(6), 1343–1349.
- Lorne, B., F. Perrier, and J. P. Avouac (1999a), Streaming potential measurements 1. Properties of the electrical double layer from crushed rock samples, *J. Geophys. Res.*, **104**, 17,857–17,877.
- Lorne, B., F. Perrier, and J. P. Avouac (1999b), Streaming potential measurements 2. Relationship between electrical and hydraulic patterns from rock samples during deformation, *J. Geophys. Res.*, **104**, 17,879–17,896.
- Maineult, A., Y. Bernabé, and P. Ackerer (2006a), Detection of advected concentration and pH fronts from self-potential measurements, *J. Geophys. Res.*, **110**(B11), B11205, doi:10.1029/2005JB003824.
- Maineult, A., Y. Bernabé, and P. Ackerer (2006b), Detection of advected, reacting redox fronts from self-potential measurements, *J. Contam. Hydrol.*, **86**(1–2), 32–52.
- Minsley, B. J., J. Sogade, and F. D. Morgan (2007), Three-dimensional source inversion of self-potential data, *J. Geophys. Res.*, **112**, B02202, doi:10.1029/2006JB004262.
- Moore, J. R., and S. D. Glaser (2007), Self-potential observations during hydraulic fracturing, *J. Geophys. Res.*, **112**, B02204, doi:10.1029/2006JB004373.
- Moore, J. R., S. D. Glaser, H. F. Morrison, and G. M. Hoversten (2004), The streaming potential of liquid carbon dioxide in Berea sandstone, *Geophys. Res. Lett.*, **31**(17), L17610, doi:10.1029/2004GL020774.
- Niwas, S., P. K. Gupta, and O. A. L. de Lima (2006), Nonlinear electrical response of saturated shaley sand reservoir and its asymptotic approximations, *Geophysics*, **71**(3), G129–G133.
- O'Brien, R. W., and W. N. Rowlands (1993), Measuring the Surface Conductance of Kaolinite Particles, *J. Colloid Interface Sci.*, **159**(2), 471–476.
- Panthulu, T. V., C. Krishnaiah, and J. M. Shirke (2001), Detection of seepage paths in earth dams using self-potential and electrical resistivity methods, *Eng. Geol.*, **59**, 281–295.
- Revil, A. (2002), The hydroelectric problem of porous rocks: thermodynamic approach and introduction of a percolation threshold, *Geophys. J. Int.*, **151**(3), 944–949.
- Revil, A. (2007), Comment on “Effect of the flow state on streaming current” by O. Kuwano, M. Nakatani, and S. Yoshida, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L09311, doi:10.1029/2006GL028806.
- Revil, A., and L. M. Cathles (1999), Permeability of shaly sands, *Water Resour. Res.*, **35**(3), 651–662.
- Revil, A., and P. W. J. Glover (1997), Theory of ionic surface electrical conduction in porous media, *Phys. Rev. B*, **55**(3), 1757–1773.
- Revil, A., and P. W. J. Glover (1998), Nature of surface electrical conductivity in natural sands, sandstones, and clays, *Geophys. Res. Lett.*, **25**(5), 691–694.
- Revil, A., and P. Leroy (2001), Hydroelectric coupling in a clayey material, *Geophys. Res. Lett.*, **28**(8), 1643–1646.
- Revil, A., and N. Linde (2006), Chemico-electromechanical coupling in microporous media, *J. Colloid Interface Sci.*, **302**, 682–694.
- Revil, A., P. A. Pezard, and P. W. J. Glover (1999a), Streaming potential in porous media. 1. Theory of the zeta-potential, *J. Geophys. Res.*, **104**(B9), 20,021–20,031.
- Revil, A., H. Schwaeger, L. M. Cathles, and P. Manhardt (1999b), Streaming potential in porous media. 2. Theory and application to geothermal systems, *J. Geophys. Res.*, **104**(B9), 20,033–20,048.
- Revil, A., L. Ehouame, and E. Thyreault (2001), Tomography of self-potential anomalies of electrochemical nature, *Geophys. Res. Lett.*, **28**(23), 4363–4366.
- Revil, A., D. Hermitte, E. Spangenberg, and J. J. Cochémé (2002), Electrical properties of zeolitized volcanoclastic materials, *J. Geophys. Res.*, **107**(B8), 2168, doi:10.1029/2001JB000599.
- Revil, A., G. Saracco, and P. Labazuy (2003), The volcano-electric effect, *J. Geophys. Res.*, **108**(B5), 2251, doi:10.1029/2002JB001835.
- Revil, A., P. Leroy, and K. Titov (2005), Characterization of transport properties of argillaceous sediments, Application to the Callovo-Oxfordian Argillite, *J. Geophys. Res.*, **110**, B06202, doi:10.1029/2004JB003442.
- Rozycki, A., J. M. R. Fonticella, and A. Cuadra (2006), Detection and evaluation of horizontal fractures in Earth dams using self-potential method, *Engineering Geology*, **82**(3), 145–153.
- Sachs, J. R., and A. J. Grodzinsky (1995), Electromechanical spectroscopy of cartilage using a surface probe with applied mechanical displacement, *J. Biomechanics*, **28**(8), 963–976.
- Sen, P. N., C. Scala, and M. H. Cohen (1981), A self-similar model for sedimentary rocks with application to the dielectric constant of fused glass beads, *Geophysics*, **46**(5), 781–795.
- Sheffer, M. R. (2002), Response of the self-potential method to changing seepage conditions in embankments dams, M. A.Sc. Thesis, Dept. of Civil Eng., University of British Columbia, April 2002.
- Sheffer, M. R., and J. A. Howie (2001), Imaging subsurface seepage conditions through the modeling of streaming potential, Proceedings of 54th Canadian Geotechnical Conference, Calgary, P. 1094–1101.
- Sheffer, M. R., and J. A. Howie (2003), A numerical modelling procedure for the study of the streaming potential phenomenon in embankment dams, Symposium on the Application of Geophysics to Engineering and Environmental Problems, San Antonio, p. 475–487.
- Shilov, V. N., A. V. Delgado, F. Gonzalez-Caballero, and C. Grosse (2001), Thin double layer theory of the wide-frequency range dielectric dispersion of suspensions of non-conducting spherical particles including surface conductivity of the stagnant layer, *Colloids Surf. A: Physicochem. Eng. Aspect*, **192**, 253–265.
- Suski, B., A. Revil, K. Titov, P. Konosavsky, M. Voltz, C. Dagès, and O. Huttel (2006), Monitoring of an infiltration experiment using the self-potential method, *Water Resour. Res.*, **42**, W08418, doi:10.1029/2005WR004840.
- Teng, H., and T. S. Zhao (2000), An extension of Darcy's law to non-Stokes flow in porous media, *Chem. Eng. Sci.*, **55**, 2727–2735.
- Titov, K., Loukmanov, and A. Potapov (2000), Monitoring of water seepage from a reservoir using resistivity and self-polarization methods: case history of the Petergoph fountain water supply system, *First Break*, **18**, 431–435.
- Titov, K., A. Levitski, P. K. Konosavski, A. V. Tarasov, Y. Ilyin, and M. A. Buès (2005), Combined application of surface geoelectrical methods for groundwater flow modeling: a case history, *Geophysics*, **70**(5), H21–H31.
- Watanabe, T., and Y. Katagishi (2006), Deviation of linear relation between streaming potential and pore fluid pressure difference in granular material at relatively high Reynolds numbers, *Earth Planets Space*, **58**(8), 1045–1051.
- Waxman, M. H., and L. J. M. Smits (1968), Electrical conductivity in oil-bearing sands, *J. Soc. Petrol. Eng.*, **8**, 107–122.
- Wildenschild, D., Roberts, and E. Carlberg (2000), On the relationship between microstructure and electrical and hydraulic properties of sand-clay mixtures, *Geophys. Res. Lett.*, **27**(19), 3085–3088.
- Wilt, M. J., and R. F. Corwin (1989), Numerical modeling of self-potential anomalies due to leaky dams: Model and field examples. In: *Lecture Notes in Earth Sciences*, vol. 27, ed. G. P. Merkler et al., Detection of subsurface flow phenomena, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg; 73–89.

A. Bolève, A. Crespy, and A. Revil, CNRS-CEREGE, Université Paul Cézanne, IRD, Aix-en-Provence, France. (revil@cerege.fr)

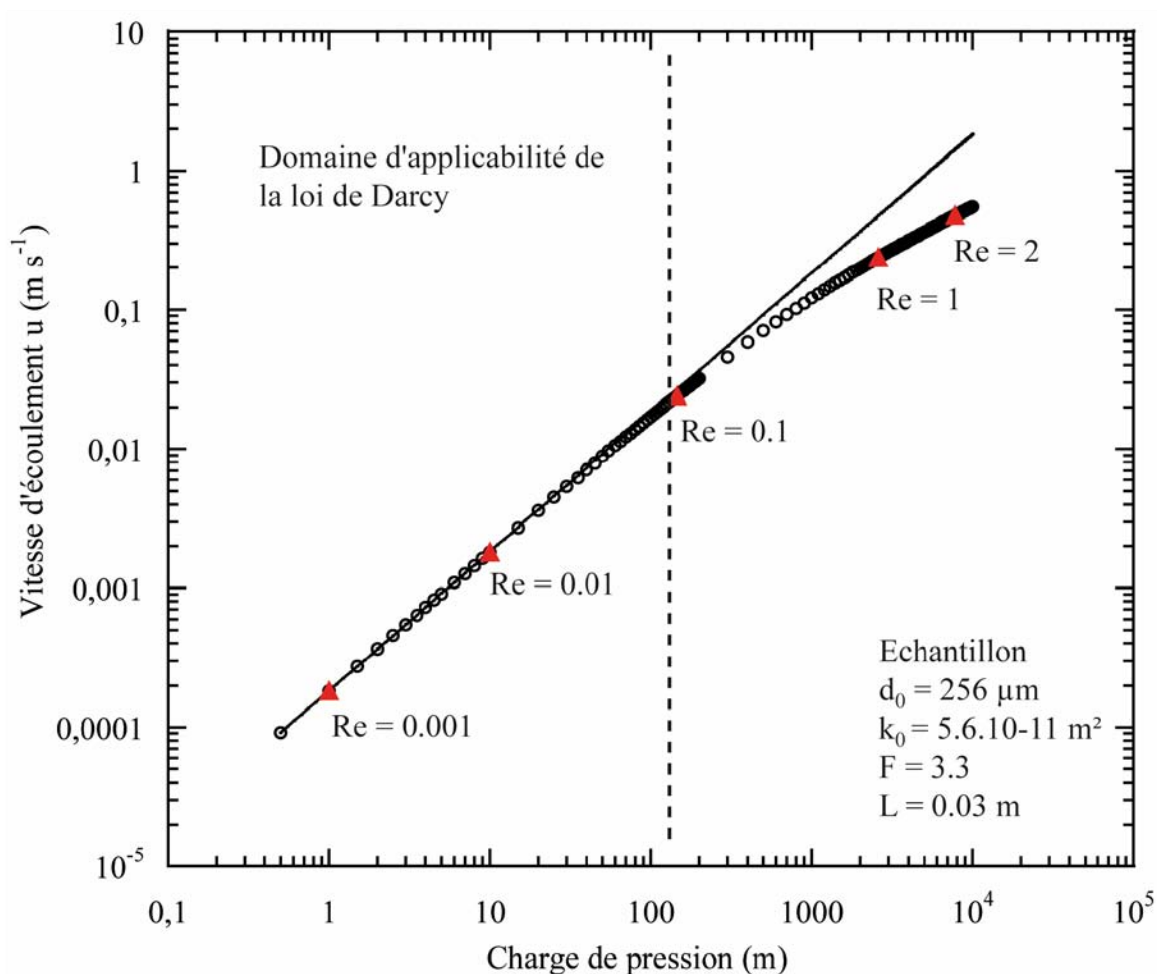
F. Janod and J. L. Mattiuzzo, SOBESOL, Savoie Technolac, BP 230, F-73375, Le Bourget du Lac Cedex, France.

### 2.3. Conclusions de l'article

Cet article a présenté une nouvelle formulation du coefficient de couplage électrocinétique en fonction du nombre de Reynolds et confirme celle de l'influence du nombre de Dukhin (expression (11) de l'article). Dans la relation entre le coefficient de couplage électrocinétique et la taille des grains, trois domaines peuvent être définis par les valeurs du nombre de Reynolds et du nombre de Dukhin :

- i. Pour des nombres de Dukhin supérieurs à 1 et pour de faibles nombres de Reynolds, la valeur du coefficient de couplage décroît avec l'augmentation du nombre de Dukhin et dépend de la taille des grains du milieu.
- ii. Pour de faibles nombres de Reynolds et Dukhin le coefficient de couplage est bien décrit par la relation linéaire d'Helmholtz- Smoluchowski.
- iii. Enfin, pour des nombres de Reynolds élevés et des nombres de Dukhin faibles, le coefficient de couplage décroît avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

Les mesures réalisées sur les différents échantillons de billes de verre ont également permis de confirmer la décroissance de la perméabilité d'un milieu et donc de la vitesse de Darcy en fonction du nombre de Reynolds, décroissance exprimée au travers de l'équation généralisée de Darcy dérivé par Teng et Zhao [2000], (**Figure 2.2**).



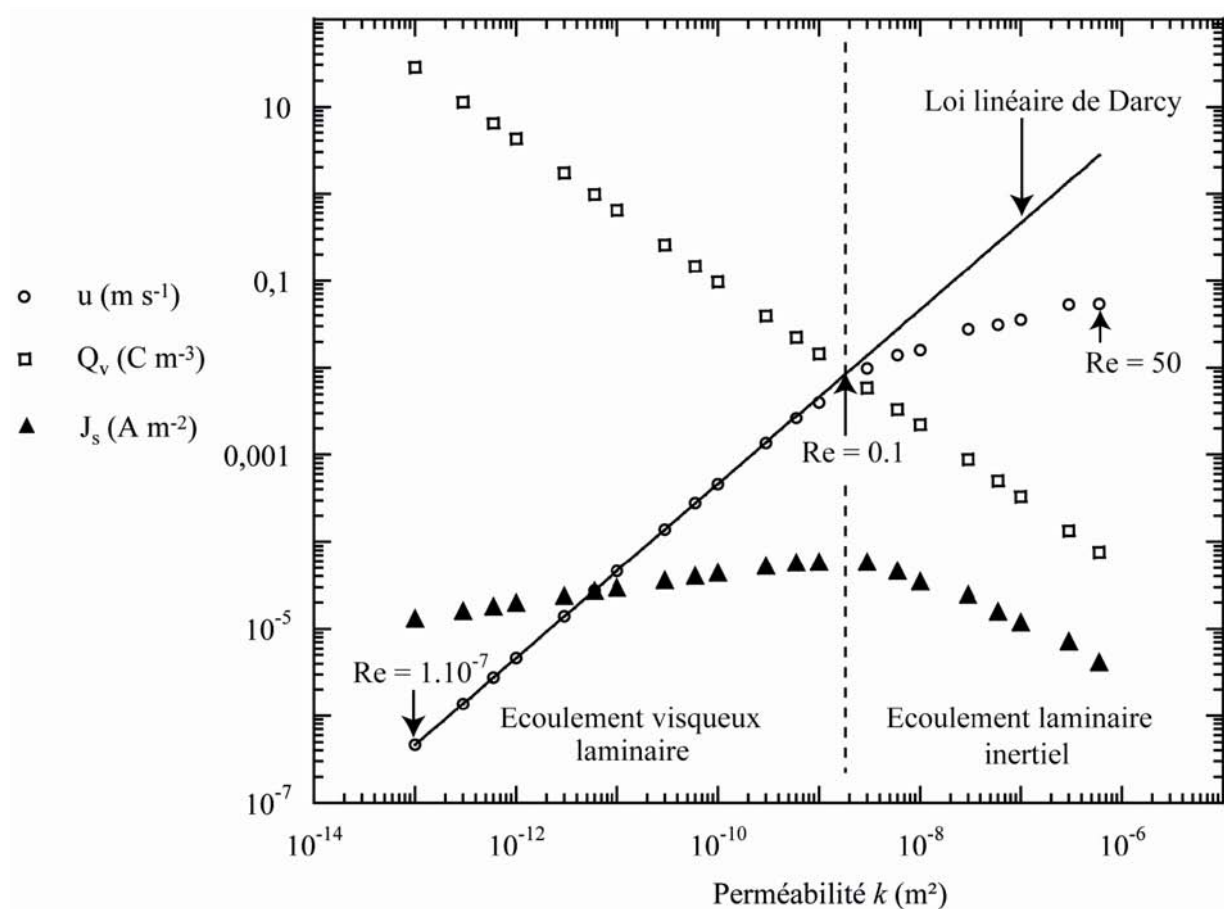
**Fig. 2.2-** Comparaison par simulation entre l'équation de Darcy et l'équation de Darcy généralisée de Teng et Zhao [2000] pour un échantillon de longueur  $L$ , de perméabilité  $k_0$ , de facteur de formation électrique  $F$  et de diamètre moyen des grains  $d_0$ .

Ceci montre, que dans le cadre d'un monitoring PS, l'évolution d'une zone d'écoulement préférentiel peut se traduire par deux phases distinctes :

- Une première phase, durant laquelle les anomalies de potentiel électrique mesurées apparaissent avec la genèse d'une zone de fuite puis augmentent suivant la relation linéaire décrite par l'équation d'Helmholtz- Smoluchowski. Il s'agit ici d'une phase où le gradient hydraulique et la taille des grains constituant le milieu poreux restent dans le domaine d'applicabilité de la relation linéaire de Darcy. On parle alors de régime d'écoulement visqueux laminaire.



- Une seconde phase, pour laquelle les anomalies PS présentent une rupture de pente avec l'évolution linéaire précédente. A ce stade, les anomalies PS mesurées s'estompent avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Le gradient hydraulique combiné à la taille des grains ne permet plus l'utilisation de la relation linéaire de Darcy. Cette rupture de pente peut donner des indications sur un changement de régime d'écoulement au sein d'une zone de fuite. On parle dans ce cas de régime d'écoulement laminaire inertiel (**Figure 2.3**).



**Fig. 2.3-** Graphique illustrant, pour un gradient de pression constant de 0.47, la croissance puis la décroissance de la densité de courant source  $J_s$  ( $J_s = Q_v U$ ) lorsque la perméabilité augmente. La croissance de la densité de courant source est liée à l'augmentation de la vitesse de Darcy  $U$  par l'augmentation de la perméabilité  $k$ . La décroissance de  $J_s$  est due à l'effet du régime d'écoulement via le nombre de Reynolds.

En utilisant la relation loi puissance entre la perméabilité  $k$  et l'excès de charge par unité de volume poral  $Q_v$  ainsi que la relation généralisée de Darcy, on peut alors exprimer la densité de courant source  $\mathbf{J}_s$  ( $\text{A.m}^{-2}$ ) par l'expression semi-empirique suivante:

$$\mathbf{J}_s = 10^{a \log(k)+b}, \quad (2.4)$$

avec  $a = 0,1781$ ,  $b = -2.24 + \log\left(\frac{\nabla p}{(1 + Re)}\right)$ , où  $p$  est la pression (Pa) et  $k$  est la perméabilité du milieu ( $\text{m}^2$ ).

La compréhension de l'influence d'un régime d'écoulement sur l'amplitude des signaux d'électrofiltration peut s'avérer très utile dans le cadre d'un suivi temporel d'une anomalie PS. L'identification d'une évolution peut permettre d'estimer de manière indirecte la progression de la fragilité, et donc du risque de rupture d'un ouvrage et ainsi permettre une intervention ciblée en fonction du degré d'évolution. Une dernière phase peut aussi être envisagée et correspondrait à des régimes d'écoulement turbulent ( $Re > 200$ ). Cependant, de telles conditions hydrodynamiques ne sont pas envisageables pour des écoulements en milieu poreux et ne présentent, de ce fait, que peu d'intérêt pour la méthode de potentiel spontané.

# Chapitre 3

## Le problème direct : confrontation avec la théorie

---

Afin de valider les expressions établies dans le **Chapitre 1**, il convient de confronter la théorie à des cas réels de mesures de PS. Nous avons, pour cela, réalisé trois simulations numériques mettant en jeu des processus physiques différents. Ainsi, nous proposons au travers d'un article soumis dans Hydrology and Earth System Sciences (HESS) de présenter un exemple de simulation numérique qui développera en outre une extension de la théorie en condition non saturée dans le cadre d'une expérience d'infiltration dans un fossé. Un deuxième exemple sera consacré à la simulation numérique d'un fontis (infiltration verticale par altération d'un substratum calcaire) et enfin le dernier cas d'étude sera dédié à la simulation numérique d'un paléo-chenal. Les résultats de chaque simulation sont comparés avec des mesures réalisées in situ.

### 3.1. Le problème direct

Dans le cadre d'une simulation numérique des signaux de PS, le problème direct consiste à calculer les signaux électriques de nature électrocinétique générés par des flux hydriques présents dans le modèle au vu des conditions aux limites imposées par l'expérience.

Comme nous l'avons explicité dans le **Chapitre 1**, le phénomène de couplage hydro-électrique peut être décrit par les équations de continuité suivantes :

$$S \frac{\partial H}{\partial t} = \nabla \cdot (K \nabla H), \quad (3.1)$$

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \varphi) = -\nabla \cdot (L \nabla H), \quad (3.2)$$

avec  $H = \delta p / \rho_f g$  la charge hydraulique (m),  $S$  le coefficient d'emménagement ( $\text{m}^{-1}$ ),  $K$  la conductivité hydraulique ( $\text{m s}^{-1}$ ),  $\sigma$  la conductivité électrique ( $\text{S m}^{-1}$ ),  $\nabla \varphi$  le champ électrique ( $\text{V m}^{-1}$ ) et  $L$  le coefficient de couplage ( $\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ ).



La résolution du problème direct consiste dans un premier temps à calculer en tout point du milieu considéré, la distribution de charge de pression à partir de l'équation constitutive et de l'équation de continuité du problème hydrique. La seconde étape correspond alors au calcul du potentiel électrique, là aussi en tout point du milieu, en considérant la distribution de pression hydrique précédemment établie au cours de la première étape. Afin de réaliser ces deux étapes, il est nécessaire de définir les conditions aux limites indispensables aux calculs du problème hydrique d'une part, et électrique d'autre part. Ainsi, les différentes étapes d'un problème direct après la création de la géométrie du problème dans le cadre d'une résolution du phénomène de couplage hydro-électrique peuvent être décrites suivant les étapes détaillées ci-après :

- Définir les paramètres hydrauliques du domaine (la conductivité hydraulique par exemple) ainsi que les conditions initiales (charge de pression nulle par exemple) et aux frontières (charge de pression imposée par exemple).
- Calculer au travers de la loi de Darcy (problème direct) la distribution de charge de pression en tout point du modèle géologique.
- Définir les paramètres électriques (la conductivité électrique par exemple), les conditions aux limites ainsi que la position d'une référence électrique (correspondant à la position de l'électrode de référence lors des mesures sur les sites réels).
- Calculer au travers de la loi d'Ohm (problème direct) la distribution de densité de courant et du potentiel électrique dans tout le milieu.

La nouvelle formulation exposée au cours du **Chapitre 1** qui exprime la densité de courant source au travers du terme d'excès de charge par unité de volume poral et de la vitesse de Darcy peut alors remplacer l'expression classique (3.2) par

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \phi) = \bar{Q}_v \nabla \cdot \mathbf{U} + \nabla \bar{Q}_v \cdot \mathbf{U}. \quad (3.3)$$

Afin de réaliser ces différentes étapes (problème direct hydrique et problème direct électrique), nous utilisons le code d'éléments finis COMSOL Multiphysics 3.2. L'application et la validation de la théorie et plus particulièrement de la nouvelle formulation présentée dans

la relation (3.3) s'est déroulée par l'étude de trois cas de figures exposés dans l'article présenté ci-après et qui a pour titre "Forward Modelling and validation of new formulations to compute self-potential signals associated with ground water flow" dans *Hydrology and Earth System Sciences*, 2007.

### **3.2. Article de Hydrology and Earth System Sciences**

# Forward Modeling and validation of a new formulation to compute self-potential signals associated with ground water flow

A. Bolève<sup>1,3</sup>, A. Revil<sup>1,2</sup>, F. Janod<sup>3</sup>, J. L. Mattiuzzo<sup>3</sup>, and A. Jardani<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup>CNRS- LGIT (UMR 5559), University of Savoie, Equipe Volcan, Chambéry, France

<sup>2</sup>Colorado School of Mines, Dept. of Geophysics, 1500 Illinois street, Golden, CO, 80401, USA

<sup>3</sup>SOBESOL, Savoie Technolac, BP 230, F-73375 Le Bourget du Lac Cedex, France

<sup>4</sup>CNRS, University of Rouen, Département de Géologie, Rouen, France

Received: 4 May 2007 – Published in Hydrol. Earth Syst. Sci. Discuss.: 8 June 2007

Revised: 26 September 2007 – Accepted: 9 October 2007 – Published:

**Abstract.** The classical formulation of the coupled hydro-electrical flow in porous media is based on a linear formulation of two coupled constitutive equations for the electrical current density and the seepage velocity of the water phase and obeying Onsager's reciprocity. This formulation shows that the streaming current density is controlled by the gradient of the fluid pressure of the water phase and a streaming current coupling coefficient that depends on the so-called zeta potential. Recently a new formulation has been introduced in which the streaming current density is directly connected to the seepage velocity of the water phase and to the excess of electrical charge per unit pore volume in the porous material. The advantages of this formulation are numerous. First this new formulation is more intuitive not only in terms of establishing a constitutive equation for the generalized Ohm's law but also in specifying boundary conditions for the influence of the flow field upon the streaming potential. With the new formulation, the streaming potential coupling coefficient shows a decrease of its magnitude with permeability in agreement with published results. The new formulation has been extended in the inertial laminar flow regime and to unsaturated conditions with applications to the vadose zone. This formulation is suitable to model self-potential signals in the field. We investigate infiltration of water from an agricultural ditch, vertical infiltration of water into a sinkhole, and preferential horizontal flow of ground water in a paleochannel. For the three cases reported in the present study, a good match is obtained between finite element simulations performed and field observations. Thus, this formulation could be useful for the inverse mapping of the geometry of ground-water flow from self-potential field measurements.

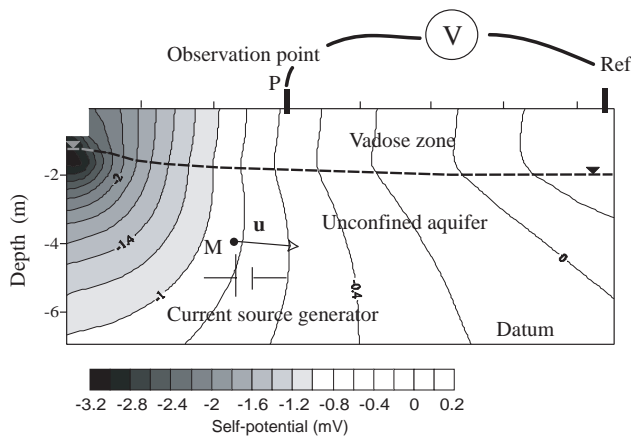
## 1 Introduction

Self-potential signals are electrical fields passively measured at the ground surface of the Earth or in boreholes using non-polarizing electrodes (e.g., Nourbehecht, 1963; Ogilvy, 1967). Once filtered to remove anthropic signals and telluric currents, the residual self-potential signals can be associated with polarization mechanisms occurring in the ground (e.g., Nourbehecht, 1963; Bogoslovsky, and Ogilvy, 1972, 1973; Kilty and Lange, 1991; Mainault et al., 2005). One of the main polarization phenomena occurring in the ground is ground water flow (e.g., Ogilvy et al., 1969; Bogoslovsky, and Ogilvy, 1972; Sill, 1983; Aubert and Atangana, 1996) with a number of applications in hydrogeology (Bogoslovsky, and Ogilvy, 1972, 1973; Kilty and Lange, 1991; Mainault et al., 2005; Wishart et al., 2006), in the study of landslides in combination with electrical resistivity tomography (Lapenna et al., 2003, 2005; Perrone et al., 2004; Colangelo et al., 2006), the study of leakages through dams (e.g., Bogoslovsky, and Ogilvy, 1973; Gex, 1980), and in the study in the geohydrology of volcanoes (e.g., Aubert et al., 2000; Aizawa, 2004; Finizola et al., 2004; Ishido, 2004; Bedrosian et al., 2007). The electrical field associated with the flow of the ground water is called the streaming potential (e.g., Ernstson and Scherer, 1986; Wishart et al., 2006) and is due to the drag of the net (excess) electrical charge of the pore water by the flow of the ground water (e.g., Ishido and Mizutani, 1981).

Another contribution to self-potential signals over contaminated ground water is the biogebattery model developed by Arora et al. (2007) and Linde and Revil (2007) based on the field and laboratory observations reported by Naudet et al. (2003, 2004) and Naudet and Revil (2005). This contribution will not be discussed in this paper.

Over the last decade, the development of very stable non-polarizing electrodes (e.g., Petiau, 2000) has been instrumen-

Correspondence to: A. Revil  
(arevil@mines.edu)



**Fig. 1.** Sketch of the flow of the ground water from a ditch in an unconfined aquifer and the resulting self-potential distribution. Each point of the ground  $M$  where is a net flow of the ground water can be represented as a source generator of electrical currents. Each elementary source of current is responsible for an electrical field obtain by solving the Poisson equation. The sum of these electrical fields is sampled at the ground surface using a pair of non-polarizing electrodes. One of these electrodes is used as a reference while the other is used to measure, at different stations, the value of the electrical potential (called the self-potential) with respect to the reference.

tal in the improvement of the self-potential method for applications in hydrogeophysics (see Perrier and Morat, 2000; Suski et al., 2007 and references therein). One of the first numerical computation of streaming potentials due to ground water flow was due to Sill (1983) who used a 2-D finite-difference code. Sill (1983) used a set of two coupled constitutive equations for the electrical current density and the seepage velocity. These constitutive equations were coupled with two continuity equations for the electrical charge and the mass of the pore water. In this classical formulation, the source current density is related to the gradient of the pore fluid pressure and to a streaming current coupling coefficient that depends on the so-called zeta-potential, a key electrochemical property of the electrical double layer coating the surface of minerals in contact with water (e.g., Ishido and Mizutani, 1981; Leroy and Revil, 2004). Later, Wurmstich et al. (1991) performed numerical simulations of the self-potential response associated with the flow of the pore water in a dam.

The classical formulation of Sill (1983) was used by many authors in the two last decades (e.g., Fournier, 1989; Birch, 1993; Santos et al., 2002; Revil et al., 2003, 2004; Suski et al., 2007). While it has proven to be useful, this formulation has however several drawbacks. Intuitively, one would expect that self-potential signals would be more related to the seepage velocity than to the pore fluid pressure. This is especially true in unsaturated conditions for which only the existence of a net velocity of the water phase can be responsi-

ble for a net current source density. In addition, the classical formulation does not explain the observed dependence of the streaming potential with the permeability reported by Journiaux and Pozzi (1995) among others. It was also difficult to extend the classical formulation to unsaturated conditions (Jiang et al., 1998; Perrier and Morat, 2000; Guichet et al., 2003; Revil and Cerepi, 2004) despite the fact that there is a strong interest in using self-potential signals to study the infiltration of water through the vadose zone (e.g., Lachassagne and Aubert, 1989).

Recently, a new formulation has been developed by Revil and Leroy (2004) and Revil et al. (2005a). This formulation was generalized to a multi-component electrolyte by Revil and Linde (2006), who also modeled the other contributions to self-potential signals for a porous material of arbitrary texture and an electrolyte of arbitrary composition. The formulation of Revil et al. (2005a) was initially developed to determine the streaming potential coupling coefficient of clay-rocks. However, it seems to work fairly well for any type of porous materials. This formulation connects the streaming current density directly to the seepage velocity and to the excess of charge per unit pore volume. This excess of charge corresponds to the excess of charge due to the diffuse layer counterbalancing the surface charge density of the surface of the minerals including the ions sorbed in the so-called Stern layer. Unlike the classical formulation, the new one is easily extendable to unsaturated conditions (see Linde et al., 2007; Revil et al., 2007) and to non-viscous laminar flow conditions at high Reynolds numbers (see Crespy et al., 2007; Bolève et al., 2007). In both cases, an excellent agreement was obtained between the theory and the experimental data. However, so far this formulation has been tested only in the laboratory and not yet on field data.

In the present paper, we test the new formulation of Revil and Linde (2006) to determine numerically, using the commercial finite element code Comsol Multiphysics 3.3 (Comsol, 2007), the self-potential response in the field associated with ground water flow. Three recently published field cases are reanalyzed with the new formulation to see its potential to model field data. The challenge will be to invert self-potential signals directly in terms of ground water flow in future studies.

## 2 Description of the new formulation

### 2.1 Saturated case

The self-potential method corresponds to the passive measurements of electrical potentials at the surface of the Earth (possibly in boreholes) with respect to a fixed electrode called the reference electrode (Fig. 1). Self-potential anomalies with respect to the reference electrode evidence polarization phenomena occurring in the ground. In this paper, we are interested by the streaming potential contribution to

self-potential signals that is related to the flow of the ground water (Fig. 1).

We consider a water-saturated medium isotropic but possibly heterogeneous. In the classical formulation of the streaming potential, electrical and hydraulic processes are coupled through the following two constitutive equations operating at the scale of a representative elementary volume of the porous material (e.g., Ishido and Mizutani, 1981; Morgan et al., 1989; Jouniaux and Pozzi, 1995; Revil et al., 1999a, b):

$$\mathbf{j} = -\sigma \nabla \varphi - L(\nabla p - \rho_f \mathbf{g}), \quad (1)$$

$$\mathbf{u} = -L \nabla \varphi - \frac{k}{\eta_f} (\nabla p - \rho_f \mathbf{g}), \quad (2)$$

$$C = \left( \frac{\partial \varphi}{\partial p} \right)_{j=0} = -\frac{L}{\sigma}, \quad (3)$$

where  $\mathbf{j}$  is the electrical current density (in  $\text{A m}^{-2}$ ),  $\mathbf{u}$  is the seepage velocity (in  $\text{m s}^{-1}$ ) (Darcy velocity),  $-\nabla \varphi$  is the electrical field in the quasi-static limit of the Maxwell equations (in  $\text{V m}^{-1}$ ),  $p$  is the pore fluid pressure (in Pa),  $\mathbf{g}$  is the gravity acceleration vector (in  $\text{m s}^{-2}$ ),  $\sigma$  and  $k$  are the electrical conductivity (in  $\text{S m}^{-1}$ ) and intrinsic permeability (in  $\text{m}^2$ ) of the porous medium, respectively,  $\rho_f$  and  $\eta_f$  are the mass density (in  $\text{kg m}^{-3}$ ) and the dynamic shear viscosity (in  $\text{Pa s}$ ) of the pore water, and  $L$  is both the streaming current coupling coefficient and the electroosmotic coupling coefficient (in  $\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ ), and  $C$  (in  $\text{V Pa}^{-1}$ ) is the streaming potential coupling coefficient. The symmetry of the coupling terms in Eqs. (1) and (2) is known as the Onsager's reciprocity (Onsager, 1931). It holds only in the vicinity of thermodynamic equilibrium to ensure the positiveness of the dissipation function (Onsager, 1931).

The hydroelectrical coupling terms existing in Eqs. (1) and (2) is said to be electrokinetic, i.e., it is due to a relative displacement between the charged mineral surface and its associated electrical double (or triple) layer (e.g., Ishido and Mizutani, 1981; Morgan et al., 1989). The streaming current density  $-L(\nabla p - \rho_f \mathbf{g})$  is due to the drag of the electrical excess charge contained in the electrical diffuse layer while the term  $-L \nabla \varphi$  in Eq. (2) is due to the viscous drag of the pore water associated with the displacement of the excess of electrical charge in an electrical field. In the classical formulation described above, the streaming potential coupling coefficient is related to the zeta potential (a key electrochemical property of the electrical double layer coating the surface of the minerals, e.g., Kosmulski and Dahlsen, 2006) by the so-called Helmholtz-Smoluchowski equation (see Ishido and Mizutani, 1981; Morgan et al., 1989). In situations where the surface conductivity of the grains can be neglected, the Helmholtz-Smoluchowski equation predicts that the streaming potential coupling coefficient does not depend on the texture of the porous material.

The alternative formulation to Eq. (1) is (Revil and Leroy, 2004; Revil et al., 2005a, and Revil and Linde, 2006),

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} - \bar{Q}_V \mathbf{u}, \quad (4)$$

where  $\mathbf{E} = -\nabla \varphi$  is the electrical field and  $\bar{Q}_V$  is the excess of charge (of the diffuse layer) per unit pore volume (in  $\text{C m}^{-3}$ ). Equation (4) can be derived by upscaling the Nernst-Planck equation (Revil and Linde, 2006).

An equation for the seepage velocity including an electroosmotic contribution can also be developed based on the new formulation introduced by Revil and Linde (2006). However, this contribution can be safely neglected if the only component of the electrical field is that produced through the electrokinetic coupling (e.g., Sill, 1983). Using this approximation, we recover the Darcy constitutive equation:

$$\mathbf{u} = -K \nabla H, \quad (5)$$

where  $K$  is the hydraulic conductivity (in  $\text{m s}^{-1}$ ) and  $H = \delta p / \rho_f g$  is the change in hydraulic head (above or below the hydrostatic initial distribution  $H_0$ ). Combining Eqs. (3), (4), and (5), the streaming potential coupling coefficient in the new formulation is given by  $C = -\bar{Q}_V k / (\sigma \eta_f)$  (see Revil and Leroy, 2004, and Revil et al., 2005a). We can also introduce a streaming potential coupling coefficient relative to the hydraulic head  $C' = \partial \varphi / \partial H = -\bar{Q}_V K / \sigma$ . These relationships show a connection between the coupling coefficients  $C$  or  $C'$  and the permeability  $k$  or the hydraulic conductivity  $K$ . If we use these relationships, the two formulations, Eq. (2) and (4) are strictly equivalent in the saturated case. The only difference lies in the relationship between the streaming coupling coefficient and the microstructure. With the classical formulation, the use of the Helmholtz-Smoluchowski equation predicts that the streaming potential coupling coefficient does not depend on the microstructure. At the opposite, the new formulation predicts that the streaming potential coupling coefficient depends on the microstructure in agreement with experimental data (see Jouniaux and Pozzi, 1995).

The constitutive equations, Eqs. (4) and (5), are completed by two continuity equations for the electrical charge and the mass of the pore water, respectively. The continuity equation for the mass of the pore fluid is:

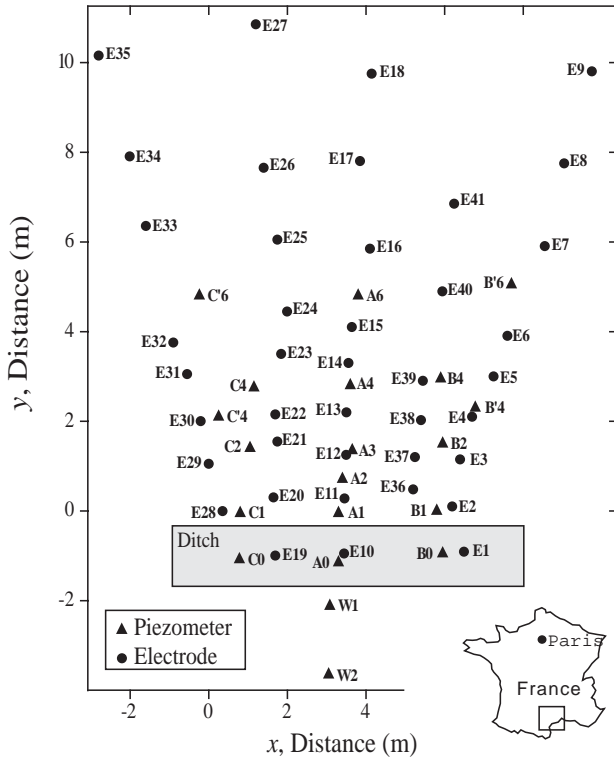
$$S \frac{\partial H}{\partial t} = \nabla \cdot (K \nabla H), \quad (6)$$

where  $S$  is the poroelastic storage coefficient (expressed in  $\text{m}^{-1}$ ) assuming that the material behaves as an electro-poroelastic medium. The continuity equation for the electrical charge is,

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0, \quad (7)$$

which means that the current density is conservative in the quasi-static limit of the Maxwell equations. Combining Eqs. (4) and (7) results in a Poisson equation with a source term that depends only on the seepage velocity in the ground:

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \varphi) = \mathfrak{I}, \quad (8)$$



**Fig. 2.** Top view the test site for the infiltration experiment showing the position of the electrodes and the piezometers. The reference electrode is located 100 m away from the ditch.

where  $\mathfrak{I}$  is the volumetric current source density (in  $\text{A m}^{-3}$ ) given by,

$$\mathfrak{I} = \bar{Q}_V \nabla \cdot \mathbf{u} + \nabla \bar{Q}_V \cdot \mathbf{u}, \quad (9)$$

In steady state conditions,  $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$  and therefore we have,

$$\mathfrak{I} = \nabla \bar{Q}_V \cdot \mathbf{u}, \quad (10)$$

i.e., the only source term in steady-state conditions. The shape of the electrical potential streamlines is also influenced by the distribution of the electrical conductivity distribution existing in the ground.

## 2.2 Unsaturated case

For unsaturated conditions, the hydraulic problem can be solved using the Richards equation with the van Genuchten parametrization for the capillary pressure and the relative permeability of the water phase. The governing equation for the flow of the water phase is (Richards, 1931),

$$[C_e + S_e S] \frac{\partial H}{\partial t} + \nabla \cdot [-K \nabla (H + z)] = 0, \quad (11)$$

where  $z$  is the elevation above a datum,  $H$  (m) is the pressure head,  $C_e$  denotes the specific moisture capacity (in  $\text{m}^{-1}$ ) defined by  $C_e = \partial \theta / \partial H$  where  $\theta$  is the water content (dimensionless),  $S_e$  is the effective saturation, which

is related to the relative saturation of the water phase by  $S_e = (S_w - S_w^r) / (1 - S_w^r)$  where  $S_w^r$  is the residual saturation of the wetting phase and  $S_w$  is the relative saturation of the water phase in the pore space of the porous medium ( $\theta = S_w \phi$  where  $\phi$  represents the total connected porosity of the material),  $S$  is the storage coefficient ( $\text{m}^{-1}$ ), and  $t$  is time. The hydraulic conductivity is related to the relative permeability  $k_r$  and to the hydraulic conductivity at saturation  $K_s$  by  $K = k_r K_s$ .

With the van Genuchten parametrization, we consider the soil as being saturated when the fluid pressure reaches the atmospheric pressure ( $H=0$ ). The effective saturation, the specific moisture capacity, the relative permeability, and the water content are defined by,

$$S_e = \begin{cases} 1 / [1 + |\alpha H|^n]^m, & H < 0 \\ 1, & H \geq 0 \end{cases} \quad (12)$$

$$C_e = \begin{cases} \frac{\alpha m}{1-m} (\phi - \theta_r) S_e^{\frac{1}{m}} \left(1 - S_e^{\frac{1}{m}}\right)^m, & H < 0 \\ 0, & H \geq 0 \end{cases} \quad (13)$$

$$k_r = \begin{cases} S_e^L \left[1 - \left(1 - S_e^{\frac{1}{m}}\right)^m\right]^2, & H < 0 \\ 1, & H \geq 0 \end{cases} \quad (14)$$

$$\theta = \begin{cases} \theta_r + S_e (\phi - \theta_r), & H < 0 \\ \phi, & H \geq 0 \end{cases} \quad (15)$$

respectively and where  $\theta_r$  is the residual water content ( $\theta_r = S_w^r \phi$ ), and  $\alpha$ ,  $n$ ,  $m$ , and  $L$  are parameters that characterize the porous material with usually  $m=1-1/n$  (van Genuchten, 1980; Mualem, 1986).

The total electrical current density (generalized Ohm's law) is given by (Linde et al., 2007; Revil et al., 2007),

$$\mathbf{j} = \sigma(S_w) \mathbf{E} + \frac{\bar{Q}_V}{S_w} \mathbf{u}, \quad (16)$$

where  $\mathbf{u} = -(k_r K_s / \eta_f) \nabla H$  (and  $\mathbf{u}=0$  when  $S_w \rightarrow S_w^r$ ). The continuity equation is  $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ . The effect of the relative saturation upon the electrical conductivity can be determined using second Archie's law (Archie, 1942). Archie's second law is valid only when surface conductivity can be neglected. When the influence of surface conductivity cannot be neglected, more elaborate models (e.g., Waxman and Smits, 1968; Revil et al., 1998; Revil et al., 2002a) can be used instead.

## 3 Infiltration test from a ditch

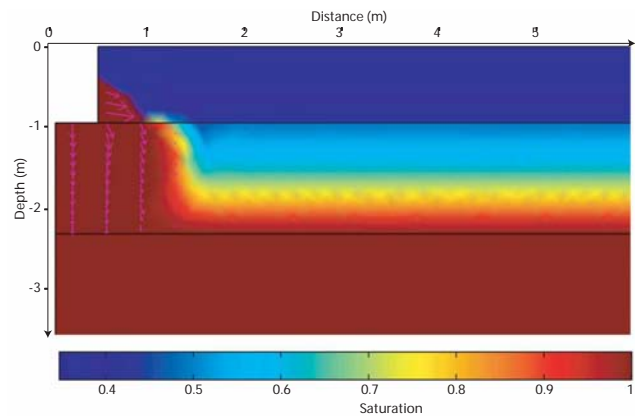
In this section, we analyze the infiltration experiment reported by Suski et al. (2006) (see also Revil et al., 2002b for a preliminary test at the same site). This infiltration experiment was carried out in July 2004 at the test site of Roujan ( $43^\circ 30' \text{ N}$  and  $3^\circ 19' \text{ E}$ ), which is located in the southern

part France (Fig. 2) on the plain of the Hérault River. Eighteen piezometers were installed to a depth of 4 m on one side of the ditch (Fig. 2). The ditch itself was 0.8 m deep, 1.5 m wide, and 10 m long (Fig. 2a). The self-potential signals were monitored using a network of 41 non-polarising Pb/PbCl<sub>2</sub> electrodes (PMS9000 from SDEC) buried in the ground near the ground surface and a Keithley 2701 Multichannel voltmeter (with 80 channels). Suski et al. (2006) performed also an electrical resistivity tomography (ERT) along a section perpendicular to the ditch. The ERT allows to image the resistivity of the ground to a depth of 5 m (the acquisition was done with a set of 64 electrodes using the Wenner- $\alpha$  array and a spacing of 0.5 m between the electrodes). This ERT indicates that the resistivity of the soil was roughly equal to 20 Ohm m except for the first 50 cm where the resistivity was  $\sim 100$  Ohm m.

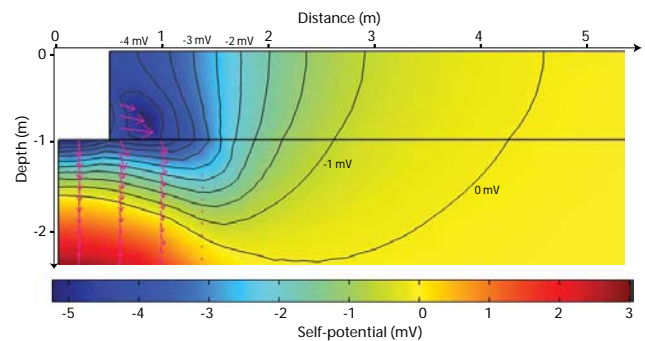
The piezometers show that the water table was initially located at a constant depth of 2 m below the ground surface. During the experiment, 14 m<sup>3</sup> of fresh water was injected in the ditch. The electrical conductivity of the injected water was 0.068 S m<sup>-1</sup> at 20°C. The infiltration experiment can be divided into three phases. Phase I corresponds to the increase of the water level with time in the ditch until a hydraulic head (measured from the bottom of the ditch) of 0.35 m was reached. The duration of this phase is  $\approx 12$  min. In Phase II, the hydraulic head was maintained constant for 3 h. At the beginning of phase III, we stopped the injection of water. This third phase corresponds therefore to the relaxation of the phreatic surface over time. The monitoring network of electrodes was activated at 07:28 LT (Local Time). The infiltration of the water in the ditch started at 08:48 LT (beginning of Phase I). The hydraulic and electrical responses were monitored during 6 h and 20 min.

Laboratory experiments of the streaming potential coupling coefficients (see Suski et al., 2006) yields  $C^* = -5.8 \pm 1.1$  mV m<sup>-1</sup>. The measurement was performed using the conductivity of the water injected into the ditch. All the hydrogeological material properties used in the following finite element numerical simulation are reported in Table 1. This table is using the hydrogeological model of Dagès et al. (2007)<sup>1</sup>, which uses only hydrogeological inputs. The electrical conductivity of each soil layer and its streaming potential coupling coefficient are reported in Table 2 from the experimental and field data reported by Suski et al. (2006).

A 2-D numerical simulation was performed with a commercial finite element code (Comsol Multiphysics 3.3) along a cross-section perpendicular to the ditch (Fig. 3). Because of the symmetry of the problem with an axis of symmetry corresponding to the ditch, only one side of the ditch is modeled. We use the full formulation including capillary effects



**Fig. 3.** Snapshot of the relative water saturation during the infiltration experiment. The saturation is determined using the finite element code Comsol Multiphysics 3.3. The arrows show the seepage velocities.



**Fig. 4.** Snapshot of the self-potential signal (in mV) along a vertical cross-section perpendicular to the ditch. A negative anomaly is observed in the vicinity of the ditch.

in the vadose zone and therefore the influence of the capillary fringes using these material properties (see Sect. 2.2). Before the beginning of the injection of water in the ditch, the water table is located at a depth of 2 m with a stable capillarity fringe determined according to the van Genuchten parameters given in Table 1. Inside the ditch, we imposed a hydraulic head that varies over time according to the water level observing during the infiltration experiment in Stage I to III (see Suski et al., 2006). For electrical problem, we use insulating boundary condition  $n \cdot j = 0$  at the ground surface and at the symmetry plane (at  $x=0$ ) and  $\varphi \rightarrow 0$  at infinity, where, ideally, the reference electrode is supposed to be.

A snapshot of the distribution of the relative saturation of the water phase in the course of the infiltration is shown on Fig. 3. An example of the self-potential distribution at a given time during the infiltration experiment is shown on Fig. 4. Using a reference electrode placed at 10 m from the ditch, the self-potential anomaly computed in the vicinity of the ditch is negative in agreement with the measured self-

<sup>1</sup>Dagès, C., Voltz, M., and Ackerer, P.: Parameterization and evaluation of the three-dimensional modelling approach to water table recharge from seepage losses in a ditch, *Adv. Ground Water*, submitted, 2007.



**Table 1.** Porosity,  $\phi$ ; residual water content  $\theta_r$ , van Genuchten parameters  $n$  and  $\alpha$  (we consider  $L=0.5$  and  $m=1-1/n$ ), hydraulic conductivity at saturation  $K_s$ , anisotropy coefficient for the hydraulic conductivity at saturation for the four soil horizons in the ditch infiltration experiment (parameters taken from the hydrogeological computation performed by Dagès et al., 2007<sup>1</sup>).

Layer	Depths (m)	$\phi$	$\theta_r$	$n$ (mm <sup>-1</sup> )	$\alpha$ (m s <sup>-1</sup> )	$K_s$ coefficient	Anisotropy
1	0–0.9	0.37	$5.1 \times 10^{-5}$	1.296	0.01360	$1.11 \times 10^{-4}$	1.5
2	0.9–2.2	0.33	$5.7 \times 10^{-4}$	1.572	0.00240	$3.05 \times 10^{-5}$	1.0
3	2.2–3.5	0.31	$5.5 \times 10^{-4}$	1.279	0.00520	$5.00 \times 10^{-5}$	2.5
4	3.5–6.0	0.33	$5.7 \times 10^{-4}$	1.572	0.00240	$3.05 \times 10^{-5}$	1.0

**Table 2.** Electrical conductivity and streaming current coupling coefficient for all soil layers involved in the model of the infiltration experiment.

Soil layers	$\sigma$ (S m <sup>-1</sup> )	$\bar{Q}_V$ (in C m <sup>-3</sup> )
1	$0.01 \times S_w^2$ <sup>(1)</sup>	0.33
2	$0.01 \times S_w^2$ <sup>(1)</sup>	1.21
3	0.05	0.74
4	0.05	1.21

<sup>(1)</sup> Using second Archie's law (Archie, 1942).

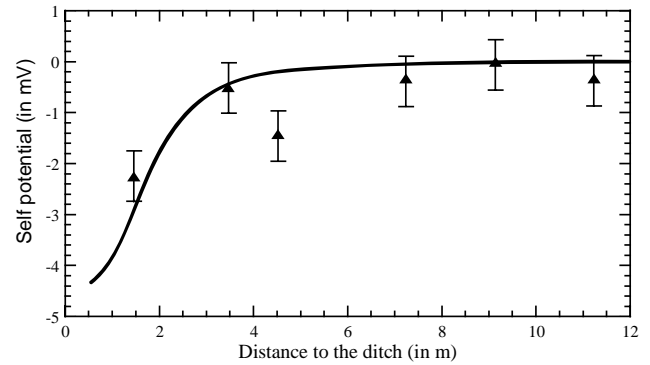
**Table 3.** Material properties used for the numerical simulation for the sinkhole case study.

Material	$K$ (m s <sup>-1</sup> )	$\rho$ ( $\Omega$ m)	$\bar{Q}_V$ (in C m <sup>-3</sup> )
Loess	$10^{-8}$	77	8500
Clay-with-flint	$10^{-10}$	10	$0.98 \times 10^6$
Chalk	$10^{-10}$	80	$0.9 \times 10^6$
Sinkhole	$10^{-7}$	60	850

potential signals (Fig. 5).

#### 4 Infiltration through sinkholes

The second test site discussed in this paper is located in Normandy (Fig. 6). It was recently investigated by Jardani et al. (2006a, b) (see also recently Jardani et al., 2007, for a joint inversion of EM34 and self-potential data at the same site). Jardani et al. (2006a) performed 225 self-potential measurements in March 2005 with two Cu/CuSO<sub>4</sub> electrodes to map the self-potential anomalies in a field in which several sinkholes are clustered along a north-south trend (Fig. 6). They used a Metrix MX20 voltmeter with a sensitivity of 0.1 mV and an internal impedance of 100 MOhm. The standard deviation

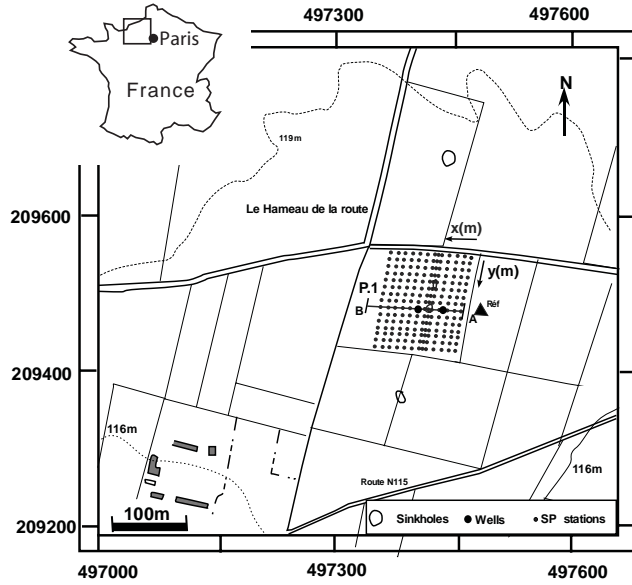


**Fig. 5.** Comparison between the measured self-potential signals (the filled triangles) along profile P3 (see Fig. 1) and the computed self-potential profile (the plain line). The error bars denote the standard deviation on the measurements.

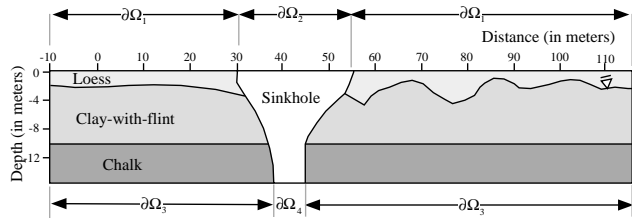
on the measurements was smaller than one millivolt because of the excellent contact between the electrodes and the ground. The self-potential map shows a set of well-localized negative self-potential anomalies associated with the direction along which the sinkholes are clustered. In this paper, we investigate only the profile AB (see location on Fig. 6) along which a high-resolution self-potential profile was obtained together with a resistivity profile.

The geology consists of a chalk bedrock covered by a loess layer exposed at the ground surface. A clay-with-flint layer corresponding to the weathered chalk layer is located between the loess layer and the chalk bedrock (Fig. 7). The shape of the interface between the loess and clay-with-flint formations is characterized by an electrical resistance tomography and few boreholes. In March 2005, the piezometers showed the presence of a small aquifer above this clay-with-flint layer. Ground water flows above the clay-with-flint layer to the sinkholes. The depression of the water table above the sinkholes is largely due to the vertical infiltration of the water through the sinkholes but also reflects the depression of the clay-with-flint/loess interface at these locations. We use the material properties reported in Jardani et al. (2006a). Laboratory measurements of the streaming po-



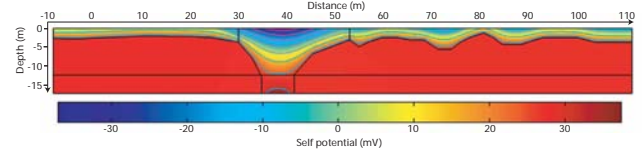


**Fig. 6.** The test site is located in Normandy, in the North-West of France, near the city of Rouen. The small filled circles indicate the position of the self-potential (SP) stations, Ref represents the reference station for the self-potential measurements, and P1 corresponds to the trace of the electrical resistivity survey. Note that the sinkholes are organized along a North-South trend.

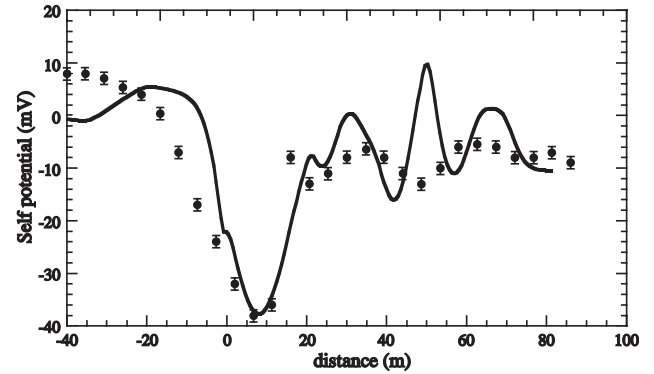


**Fig. 7.** Geometrical model used for the finite element calculation. The geometry of the interface between the loess and the clay with flint formation is determined from the resistivity tomogram. The material properties used for the calculations are discussed in the main text. The reference electrode is assumed to be located in the upper left-hand side corner of the profile.

tential coupling coefficients yield  $C' = -4 \pm 2 \text{ mV m}^{-1}$  (Jardani et al., 2006a). The boundary conditions used for the numerical simulations are as follows. At the ground surface ( $\partial\Omega_2$ ), we fixed the flux equal to the infiltration capacity of the sinkhole ( $10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , that is  $3 \text{ m year}^{-1}$ ) because of the observed runoff of water in sinkholes in this area (Jardani et al., 2006a). The geometry of the system is shown on Fig. 7. At the upper boundary  $\partial\Omega_1$ , the hydraulic flux is set equal to the rain rate ( $0.6 \text{ m yr}^{-1}$ ), opposite vertical sides of the system are characterized by impermeable boundary conditions  $\mathbf{n} \cdot \mathbf{u} = 0$  (because the infiltration is mainly vertical). At the lower boundary  $\partial\Omega_4$ , we fixed the flux for the ground water equal to the exfiltration capacity of the sinkhole. The



**Fig. 8.** 2-D finite element simulation of the self-potential (expressed in mV) along the resistivity profile AB (see location on Fig. 5). The reference electrode is assumed to be located in the upper left-hand side corner of the profile.



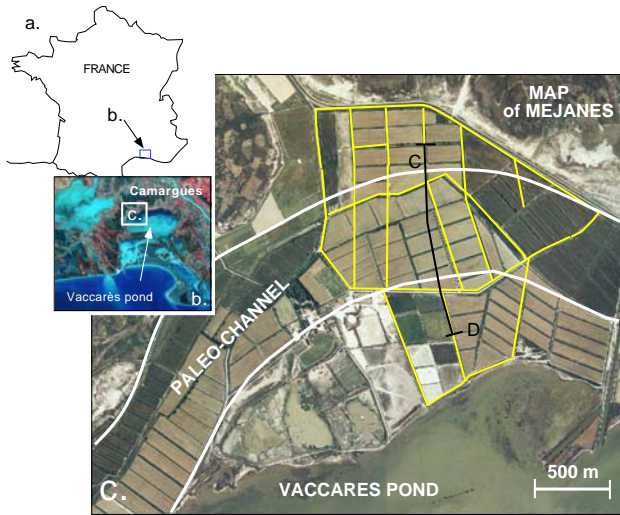
**Fig. 9.** The reference electrode is assumed to be located in the upper left-hand side corner of the profile. The error bar ( $\pm 1 \text{ mV}$ ) is determined from the standard deviation determined in the field for the self-potential measurements.

lower boundary  $\partial\Omega_3$  is considered to be impermeable. For the electrical problem, we use the insulating boundary condition,  $\mathbf{n} \cdot \mathbf{j} = 0$  at the interface between the atmosphere and the ground. The reference electrode for the self-potential signal is located at  $x = -10 \text{ m}$  at the ground surface. In order to match the observed data, one should choose the same reference in the numerical modeling.

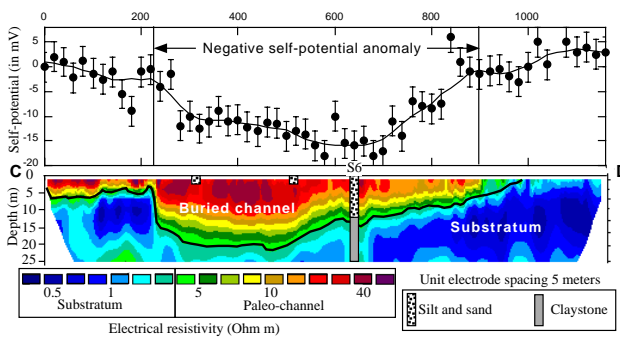
The result of the numerical simulations is shown on Fig. 8. A comparison between the self-potential data and the simulated self-potential data is shown on Fig. 9 along the profile AB. Despite some minor variations between the model and the measured data (likely due to the two-dimensional geometry used in the model while the real geometry is three-dimensional), the model is able to capture the shape of the self-potential anomalies.

## 5 Flow in a Paleochannel

Negative self-potential anomalies associated with the preferential flow of water in permeable pathways have been reported by Fournier (1989), Finizola et al. (2003), and Revil et al. (2004). An investigation of the self-potential signals associated with fluid flow in a buried paleochannel was reported by Revil et al. (2005b). Located on the southeast of France, the Rhône river delta (Camargue) is one of the

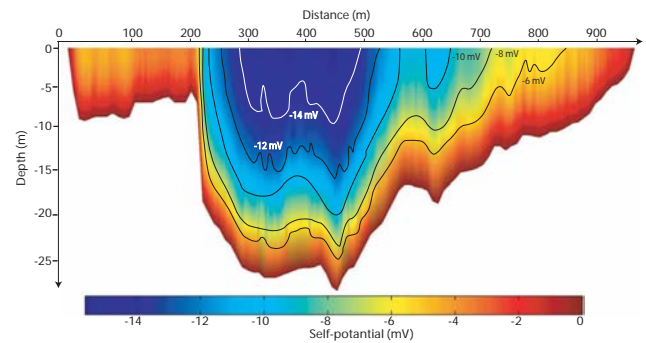


**Fig. 10.** Localization of the test site in Camargue, in the delta of the Rhône river. The profile CD corresponds to the resistivity profile shown on Fig. 10. The yellow plain lines represent self-potential profiles described in Revil et al. (2005b).



**Fig. 11.** Electrical resistivity tomography and self-potential anomaly along a cross-section perpendicular to the paleochannel. We observe a negative self-potential anomaly above the position of the buried paleochannel. According to Revil et al. (2005b), the contrast of resistivity between the paleochannel and the surrounding sediment is due to a strong contrast of resistivity between the pore water filling the paleochannel and the pore water filling the surrounding sediments.

most important catchment in Western Europe. The area investigated here, Méjanès, is located to northwest to a saline pond named Vaccarès (Fig. 10). This plain is formed mainly by fluvial deposits of an ancient channel of the Rhône river named the Saint-Ferréol Channel. In principle, the salinity of the Méjanès area is high due to saltwater intrusion in the vicinity of the saline pond. The self-potential voltages were mapped with two non-polarising Pb/PbCl<sub>2</sub> electrodes (PMS9000 from SDEC) and a Metrix MX20 voltmeter with a sensitivity of 0.1 mV and an internal impedance of 100 MΩ.

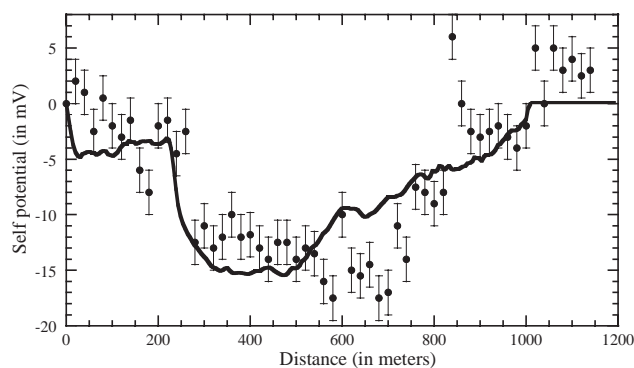


**Fig. 12.** Computation of the self-potential signals (expressed in mV) inside the paleochannel across a cross-section perpendicular to the paleochannel. The computation is performed using 3-D simulation of the coupled hydroelectric problem in the paleochannel. The reference electrode is assumed to be located in the upper left-hand side corner of the profile. Note that the interface between the paleochannel and the surrounding body is an equipotential.

Electrical resistivity tomography indicates that resistivity of the sediment outside the buried paleo-channel is in the range 0.4–1.2 Ω (Fig. 11). According to Revil et al. (2005b), this implies that the resistivity of the pore water is in the range 0.1–0.4 Ω m in the paleochannel. Therefore, the ground water in the paleochannel is approximately ten times less saline than the pore water contained in the surrounding sediments. Inside the paleo-channel, the streaming potential coupling coefficient is equal to  $-1.2 \pm 0.4 \text{ mV m}^{-1}$  based on the range of values for the resistivity of the pore water and laboratory measurements given by Revil et al. (2005b). The magnitude of the streaming potential coupling coefficients in the surrounding sediments is  $< 0.2 \text{ mV m}^{-1}$ , so much smaller than inside the paleochannel and will be neglected in the numerical simulation.

For the numerical simulations, we use a permeability equal to  $10^{-10} \text{ m}^2$ , a streaming potential coupling coefficient equal to  $-1.2 \pm 0.4 \text{ mV m}^{-1}$ , and an electrical conductivity equal to  $0.035 \text{ S m}^{-1}$  for the materials filling the paleochannel. At the entrance of the paleochannel, we impose a flux equal to  $8 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$ . We assume that the sediment is impermeable outside the paleochannel and we use the continuity of the normal component of the electrical current density through the interface between the paleochannel and the surrounding sediments.

The finite element simulation is done with Comsol Multiphysics 3.3 in steady-state conditions. The result is displayed on Fig. 12. This figure shows that the equipotentials are nearly parallel to the interface between the paleochannel and the surrounding sediments. A negative self-potential anomaly is associated with the presence of the paleochannel because of the horizontal flow of the ground water. Comparison between the model and the measured self-potential data is shown on Fig. 13. Again, the model is clearly able to reproduce the shape of the negative self-potential anomaly



**Fig. 13.** Comparison between the measured self-potential signals (reported in Revil et al., 2005b) along a cross-section perpendicular to the paleochannel (the filled circles) and the computed self-potential profile using the finite element code Comsol Multiphysics 3.3. The error bars were determined from the standard deviation determined in the field for the self-potential measurements.

observed just above the paleochannel.

## 6 Concluding statements

Self-potential signals can be computed directly from the seepage velocity and the excess of charge per unit pore volume of the porous medium. This excess of electrical charge can be determined from the streaming potential coupling coefficient at saturation and the hydraulic conductivity through laboratory measurements. In saturated conditions, the macroscopic formulation we used is similar to the classical formulation except that it accounts for the permeability of the formations upon the streaming current density. In addition, the new formulation can be extended to unsaturated conditions and can therefore be used to determine the effect of the capillary fringe, for example, upon the measured self-potential signals. Numerical simulations performed at different test sites shows that our formulation can be used to represent quantitatively the self-potential signals in field conditions. In this regard, the analysis provided in this paper paves the way for future inverse reconstruction of important hydrological parameters (permeability, flow velocity, and aquifer geometry) from collocated self-potential and electrical resistivity measurements on the ground's surface or in boreholes. The inversion of self-potential signals is a relatively new field (see Jardani et al., 2006b; Minsley et al., 2007; Mendonça, 2007) with a high number of potential applications in hydrogeology, and especially to pumping tests (Rizzo et al., 2004; Suski et al., 2004; Titov et al., 2005; and Straface et al., 2007) as well as the scale of catchments (Linde et al., 2007). The effect of the heterogeneity of the resistivity and the coupling coefficient will be investigated in a forthcoming work.

**Acknowledgements.** This work was supported by the CNRS (The French National Research Council), by ANR Projects ERINOH and

POLARIS. We thank ANR (Agence Nationale de la Recherche), the French National Program “ECosphere Continentale” and INSU-CNRS for their financial supports. The Ph-D Thesis of A. Bolève is supported by SOBESOL and ANRT. We thank Maxwell Meju and an anonymous referee for their constructive comments.

Edited by: C. Hinz

## References

- Aizawa, K.: A large self-potential anomaly and its changes on the quiet Mt. Fuji, Japan, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L05612, doi:10.1029/2004GL019462, 2004.
- Archie, G. E.: The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics, *Trans. AIME*, 146, 54–61, 1942.
- Arora T., Linde N., Revil A., and Castermant J.: Non-intrusive determination of the redox potential of contaminant plumes by using the self-potential method, *J. Contaminant Hydrol.*, 92, 274–292, doi:10.1016/j.jconhyd.2007.01.018, 2007.
- Aubert, M., Dana, I. N., Gourgaud, A.: Internal structure of the Merapi summit from self-potential measurements, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 100(1), 337–343, 2000.
- Aubert, M. and Atangana, Q. Y.: Self-potential method in hydrogeological exploration of volcanic areas, *Ground Water*, 34, 1010–1016, 1996.
- Bedrosian, P. A., Unsworth, M. J., and Johnston, M. J. S.: Hydrothermal circulation at Mount St. Helens determined by self-potential measurements, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 160(1–2), 137–146, 2007.
- Birch F. S.: Testing Fournier’s method for finding water table from self-potential, *Ground Water*, 31, 50–56, 1993.
- Bolève, A., Crespy, A., Revil, A., Janod, F., and Mattiuzzo, J. L.: Streaming potentials of granular media. Influence of the Dukhin and Reynolds numbers, *J. Geophys. Res.*, 112, B08204, doi:10.1029/2006JB004673, 2007.
- Bogoslovsky, V. A. and Ogilvy, A. A.: The study of streaming potentials on fissured media models, *Geophys. Prospecting*, 51, 109–117, 1972.
- Bogoslovsky, V. A. and Ogilvy, A. A.: Deformation of natural electric fields near drainage structures, *Geophys. Prospecting*, 21, 716–723, 1973.
- Colangelo, G., Lapenna, V., Perrone, A., et al.: 2D Self-Potential tomographies for studying groundwater flows in the Varco d’Izzo landslide (Basilicata, southern Italy), *Engineering Geology*, 88(3–4), 274–286, 2006.
- Comsol: <http://www.comsol.com/>, 2007.
- Crespy, A., Bolève, A., and Revil, A.: Influence of the Dukhin and Reynolds numbers on the apparent zeta potential of granular media, *J. Colloid Interface Sci.*, 305, 188–194, 2007.
- Ernstson, K. and Scherer, H. U.: Self-potential variations with time and their relation to hydrogeologic and meteorological parameters, *Geophysics*, 51, 1967–1977, 1986.
- Finizola, A., Lénat, J. F., Macedo, O., Ramos, D., Thouret, J. C., and Sortino, F.: Fluid circulation and structural discontinuities inside Misti volcano (Peru) inferred from self-potential measurements, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 135, 343–360, 2004.
- Finizola, A., Sortino, S., Lénat, J.-F., Aubert, M., Ripepe, M., Valenza, M.: The summit hydrothermal system of Stromboli.

- New insights from self-potential, temperature, CO<sub>2</sub> and fumarolic fluid measurements. Structural and monitoring implications, *Bull. Volcanol.*, 65, 486–504, doi:10.1007/s00445-003-0276-z, 2003.
- Fournier, C.: Spontaneous potentials and resistivity surveys applied to hydrogeology in a volcanic area: case history of the Chaîne des Puys (Puy-de-Dôme, France), *Geophys. Prospecting*, 37, 647–668, 1989.
- Guichet, C., Jouniaux, L., and Pozzi, J.-P.: Streaming potential of a sand column in partial saturation conditions, *J. Geophys. Res.*, 108, 2141–2153, 2003.
- Ishido, T. and Mizutani, H.: Experimental and theoretical basis of electrokinetic phenomena in rock-water systems and its application to geophysics, *J. Geophys. Res.*, 86, 1763–1775, 1981.
- Ishido, T.: Electrokinetic mechanism for the “W”-shaped self-potential profile on volcanoes, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L15616, doi:10.1029/2004GL020409, 2004.
- Jardani, A., Revil, A., Santos, F., Fauchard, C., and Dupont, J. P.: Detection of preferential infiltration pathways in sinkholes using joint inversion of self-potential and EM-34 conductivity data, *Geophys. Prospecting*, 55, 1–11, doi:10.1111/j.1365-2478.2007.00638.x, 2007.
- Jardani A., Dupont, J. P., and Revil, A.: Self-potential signals associated with preferential ground water flow pathways in sinkholes, *J. Geophys. Res.*, 111, B09204, doi:10.1029/2005JB004231, 2006a.
- Jardani, A., Revil, A., and Dupont, J. P.: 3D self-potential tomography applied to the determination of cavities, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L13401, doi:10.1029/2006GL026028, 2006b.
- Jiang, Y. G., Shan, F. K., Jin, H. M., Zhou, L. W., and Sheng, P.: A method for measuring electrokinetic coefficients of porous media and its potential application in hydrocarbon exploration, *Geophys. Res. Lett.*, 25(10), 1581–1584, 1998.
- Jouniaux, L. and Pozzi, J.-P.: Streaming potential and permeability of saturated sandstones under triaxial stress: Consequences for electrotelluric anomalies prior to earthquakes, *J. Geophys. Res.*, 100, 10 197–10 209, 1995.
- Kosmulski, M. and Dahlsten, P.: High ionic strength electrokinetics of clay minerals. *Colloids and Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects*, 291, 212–218, 2006.
- Kilty, K. T. and Lange, A. L.: Electrochemistry of natural potential processes in karst. In: *Proc 3rd Conf on Hydrogeology, Ecology, Monitoring, and Management of Groundwater in Karst Terranes*, 4–6 Dec 1991, Maxwell House, Clarison, Nashville, Tennessee, 163–177, 1991.
- Lachassagne, P. and Aubert, M.: Etude des phénomènes de polarisation spontanée (PS) enregistrées dans un sol lors de transferts hydriques verticaux, *Hydrogéologie*, 1, 7–17, 1989.
- Lapenna, V., Lorenzo, P., Perrone, A., Piscitelli, S., Rizzo, E., and Sdao, F.: High resolution geoelectrical tomographies in the study of the Giarrosa landslide (Potenza, Basilicata), *Bull. Eng. Geol. Environ.*, 62, 259–268, 2003.
- Lapenna, V., Lorenzo, P., Perrone, A., Piscitelli, S., Rizzo, E., and Sdao, F.: 2D electrical resistivity imaging of some complex landslides in the Lucanian Apennine chain, Southern Italy, *Geophysics*, 70(3), B11–B18, 2005.
- Linde, N. and Revil, A.: Inverting residual self-potential data for redox potentials of contaminant plumes, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L14302, doi:10.1029/2007GL030084, 2007.
- Linde, N., Jougnot, D., Revil, A., Matthäi, S., Arora, T., Renard, D., and Doussan, C.: Streaming current generation in two-phase flow conditions, *Geophys. Res. Lett.*, 34(3), L03306, doi:10.1029/2006GL028878, 2007a.
- Linde, N., Revil, A., Bolève, A., Dagès, C., Castermant, J., Suski, B., and Voltz, M.: Estimation of the water table throughout a catchment using self-potential and piezometric data in a Bayesian framework, *J. Hydrol.*, 334, 88–98, 2007b.
- Maineult, A., Bernabé, Y., and Ackerer, P.: Detection of advected concentration and pH fronts from self-potential measurements, *J. Geophys. Res.*, 110(B11), B11205, doi:10.1029/2005JB003824, 2005.
- Mendonça, C. A.: A forward and inverse formulation for self-potential data in mineral exploration, *Geophysics*, in press, 2007.
- Minsley, B. J., Sogade, J., and Morgan, F. D.: Three-dimensional self-potential inversion for subsurface DNAPL contaminant detection at the Savannah River Site, South Carolina, *Water Resour. Res.*, 43, W04429, doi:10.1029/2005WR003996, 2007.
- Morgan, F. D., Williams, E. R., and Madden, T. R.: Streaming potential properties of westerly granite with applications, *J. Geophys. Res.*, 94, 12 449–12 461, 1989.
- Mualem, Y.: Hydraulic conductivity of unsaturated soils: prediction and formulas, in: *Methods of Soil Analysis*, edited by: Klute, A., American Society of Agronomy, Madison, Wisconsin, 9(1), 799–823, 1986.
- Naudet, V., Revil, A., and Bottero, J.-Y.: Relationship between self-potential (SP) signals and redox conditions in contaminated groundwater, *Geophys. Res. Lett.*, 30(21), 2091, doi:10.1029/2003GL018096, 2003.
- Naudet, V., Revil, A., Rizzo, E., Bottero, J.-Y., and Bégassat, P.: Groundwater redox conditions and conductivity in a contaminant plume from geoelectrical investigations, *Hydrol. Earth Syst. Sci.*, 8(1), 8–22, 2004.
- Naudet, V. and Revil, A.: A sandbox experiment to investigate bacteria-mediated redox processes on self-potential signals, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L11405, doi:10.1029/2005GL022735, 2005.
- Nourbehecht, B.: Irreversible thermodynamic effects in inhomogeneous media and their application in certain geoelectric problems. Ph.D Thesis, MIT Cambridge, 1963.
- Ogilvy, A. A.: Studies of underground water movement, *Geol. Surv. Can. Rep.*, 26, 540–543, 1967.
- Ogilvy, A. A., Ayed, M. A., and Bogoslovsky, V. A.: Geophysical studies of water leakage from reservoirs, *Geophys. Prospect*, 22, 36–62, 1969.
- Onsager, L.: Reciprocal relations in irreversible processes, I. *Phys. Rev.* 37, 405–426, 1931.
- Perrone, A., Iannuzzi, A., Lapenna, V., et al.: High resolution electrical imaging of the Varco d’Izzo earthflow (southern Italy), *J. Appl. Geophys.*, 56(1), 17–29, 2004.
- Perrier, F. and Raj Pant, S.: Noise reduction in long term self-potential monitoring with traveling electrode referencing, *Pure Appl. Geophys.*, 162, 165–179, 2005.
- Perrier, F. and Morat, P.: Characterization of electrical daily variations induced by capillary flow in the non-saturated zone, *Pure Appl. Geophys.*, 157, 785–810, 2000.
- Petiau, G.: Second generation of lead-lead chloride electrodes for geophysical applications, *Pure Appl. Geophys.*, 157, 357–382, 2000.
- Revil, A. and Linde, N.: Chemico-electromechanical coupling in

- microporous media, *J. Colloid Interface Sci.*, 302, 682–694, 2006.
- Revil, A., Linde, N., Cerepi, A., Jougnot, D., Matthäi, S., and Finsterle, S.: Electrokinetic coupling in unsaturated porous media, *J. Colloid Interface Sci.*, 313(1), 315–327, doi:10.1016/j.jcis.2007.03.037, 2007.
- Revil, A., Leroy, P., and Titov, K.: Characterization of transport properties of argillaceous sediments. Application to the Callovo-Oxfordian Argillite, *J. Geophys. Res.*, 110, B06202, doi:10.1029/2004JB003442, 2005a.
- Revil, A., Cary, L., Fan, Q., Finizola, A., and Trolard, F. Self-potential signals associated with preferential ground water flow pathways in a buried paleo-channel, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L07401, doi:10.1029/2004GL022124, 2005b.
- Revil, A. and Cerepi, A.: Streaming potential in two-phase flow condition, *Geophys. Res. Lett.*, 31(11), L11605, doi:10.1029/2004GL020140, 2004.
- Revil, A. and Leroy, P.: Governing equations for ionic transport in porous shales, *J. Geophys. Res.*, 109, B03208, doi:10.1029/2003JB002755, 2004.
- Revil, A., Finizola, A., Sortino F., and Ripepe, M.: Geophysical investigations at Stromboli volcano, Italy. Implications for ground water flow and paroxysmal activity, *Geophys. J. Int.*, 157(1), 426–440, 2004a.
- Revil, A., Naudet, V., and Meunier, J. D.: The hydroelectric problem of porous rocks: Inversion of the water table from self-potential data, *Geophys. J. Int.*, 159, 435–444, 2004.
- Revil, A., Naudet, V., Nouzaret, J., and Pessel, M.: Principles of electrography applied to self-potential electrokinetic sources and hydrogeological applications, *Water Resour. Res.*, 39(5), 1114, doi:10.1029/2001WR000916, 2003.
- Revil, A., Hermitte, D., Spangenberg, E., and Cochémé, J. J.: Electrical properties of zeolitized volcanoclastic materials, *J. Geophys. Res.*, 107(B8), 2168, doi:10.1029/2001JB000599, 2002a.
- Revil, A., Hermitte, D., Voltz, M., Moussa, R., Lacas, J.-G., Bourrié, G., and Trolard, F.: Self-potential signals associated with variations of the hydraulic head during an infiltration experiment, *Geophys. Res. Lett.*, 29(7), 1106, doi:10.1029/2001GL014294, 2002b.
- Revil, A., Pezard, P. A., and Glover, P. W. J.: Streaming potential in porous media. 1. Theory of the zeta-potential, *J. Geophys. Res.*, 104(B9), 20 021–20 031, 1999a.
- Revil, A., Schwaeger, H., Cathles, L. M., and Manhardt, P.: Streaming potential in porous media. 2. Theory and application to geothermal systems, *J. Geophys. Res.*, 104(B9), 20 033–20 048, 1999b.
- Revil, A., Cathles, L. M., Losh, S., and Nunn, J. A.: Electrical conductivity in shaly sands with geophysical applications, *J. Geophys. Res.*, 103(B10), 23 925–23 936, 1998.
- Richards, L. A.: Capillary conduction of liquids through porous media, *Physics*, 1, 318–333, 1931.
- Rizzo, E., Suski, B., Revil, A., Straface, S., and Troisi, S.: Self-potential signals associated with pumping-tests experiments, *J. Geophys. Res.*, 109, B10203, doi:10.1029/2004JB003049, 2004.
- Santos, F. A. M., Almeda, E. P., Castro, R., Nolasco, R., and Mendes-Victor, L.: A hydrogeological investigation using EM34 and SP surveys, *Earth Planets Space*, 54, 655–662, 2002.
- Sill, W. R.: Self-potential modeling from primary flows, *Geophysics*, 48(1), 76–86, 1983.
- Straface, S., Falico, C., Troisi, S., Rizzo, E., and Revil, A.: Estimating of the transmissivities of a real aquifer using self potential signals associated with a pumping test, *Ground Water*, 45(4), 420–428, 2007.
- Suski, B., Revil, A., Titov, K., Konosavsky, P., Voltz, M., Dagès, C., and Huttel, O.: Monitoring of an infiltration experiment using the self-potential method, *Water Resour. Res.*, 42, W08418, doi:10.1029/2005WR004840, 2006.
- Suski, B., Rizzo, E., and Revil, A.: A sandbox experiment of self-potential signals associated with a pumping-test, *Vadose Zone Journal*, 3, 1193–1199, 2004.
- Titov, K., Revil, A., Konasovsky, P., Straface, S., and Troisi, S.: Numerical modeling of self-potential signals associated with a pumping test experiment, *Geophys. J. Int.*, 162, 641–650, 2005.
- van Genuchten, M. T.: A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils, *Soil Sci. Soc.*, 44, 892–898, 1980.
- Waxman, M. H. and Smits, L. J. M.: Electrical conduction in oil-bearing sands, *Society of Petroleum Engineers Journal*, 8, 107–122, 1968.
- Wishart, D. N., Slater, L. D., and Gates, A. E.: Self potential improves characterization of hydraulically-active fractures from azimuthal geoelectrical measurements, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L17314, doi:10.1029/2006GL027092, 2006.
- Wurmstich, B., Morgan, F. D., Merkle, G.-P., and Lytton, R.: Finite-element modelling of streaming potential due to seepage: study of a dam. *Soc. Explor. Geophysicists Technical Program Expanded Abstracts*, 10, 542–544, 1991.

### 3.3. Conclusion de l'article Hydrology and Earth System Sciences

Ce travail a permis dans un premier temps de valider l'expression de la densité de courant source en fonction de la vitesse d'écoulement au travers du paramètre d'excès de charge par unité de volume poral  $Q_v$ . La formulation de la densité de courant grâce à la vitesse de Darcy  $U$  permet alors de relier directement, via le terme  $Q_v$ , l'anomalie PS à une vitesse d'écoulement. On voit ici l'intérêt d'une telle formulation dans le cadre de campagnes d'investigations géophysiques sur les ouvrages hydrauliques où l'objectif est d'identifier par des signatures électriques la présence de zones d'écoulements préférentiels. Dans un second temps, cet article valide l'extension de la théorie en domaine non saturé. L'utilisation de l'équation de Richards avec une paramétrisation de Van Genuchten a permis de reproduire les conditions hydriques du test d'infiltration du site. En outre, l'introduction du paramètre de saturation au travers de la seconde loi d'Archie dans l'expression de la conductivité électrique du milieu d'une part, et dans l'expression du terme source de la densité de courant d'autre part, a conduit à une bonne reproduction des signaux de PS réellement mesurés sur le site. Globalement, les résultats obtenus dans le cadre de cet article valident les équations établies dans le **Chapitre 1** et permettent l'utilisation de l'outil de simulation numérique dans le cadre de l'évaluation de la vitesse d'écoulement à partir des données PS. Il s'agira alors d'utiliser des valeurs de paramètres hydriques et électriques connues, comme par exemple, la conductivité électrique qui peut être estimée par tomographie de résistivité électrique et d'estimer les paramètres inconnus (les différentes valeurs de conductivité hydraulique par exemple). Ces différents paramètres ( $K$ ,  $\sigma$ ,  $Q_v$ ) peuvent d'ailleurs faire l'objet d'une méthode d'optimisation afin de trouver les valeurs des paramètres qui expliqueront au mieux les signaux de PS mesurés en surface. On peut mentionner ici la méthode du Simplex exposée dans la partie état de l'art. Cette notion d'optimisation fait la transition avec les méthodes dites inverses qui, à partir des signaux de PS et en fonction d'un jeu de paramètres, vont retrouver une distribution de densité de courant source et donc la distribution de vitesse d'écoulement. Ce processus inverse diffère d'un problème direct dans la mesure où, dans ce cas, on ne tient pas compte du problème hydraulique (on ne calcule pas de distribution de charge de pression à partir de conditions aux limites et on ne prend pas en compte une distribution de conductivité hydraulique  $K$ ).





# Chapitre 4

## Estimation du débit de fuite par méthode inverse

---

### 4.1. Méthode inverse

Dans le cadre d'une investigation géophysique d'ouvrages hydrauliques, une méthode d'estimation d'un débit de fuite depuis la surface permettrait de ne pas avoir recours à des procédés parfois coûteux que constituent les forages. De plus, des problèmes d'accessibilité des sites et de fragilité mécanique de ces ouvrages rendent parfois techniquement difficile, voire impossible, l'utilisation de ces méthodes destructives. L'une des méthodes géophysiques qui remplit ce cahier des charges (facilité et rapidité de mise en œuvre, sensibilité aux écoulements, caractère non destructif) correspond à l'analyse des signaux de PS par méthode inverse.

Le processus inverse consiste, à partir de la mesure d'un signal créé par une source, à retrouver la localisation ainsi que l'intensité de cette même source. Le signal est une donnée et la source (qui correspond à l'inconnue) est déterminée par inversion du signal mesuré. En comparaison, dans le cadre d'un problème (un processus) direct, on cherche à évaluer un signal (a priori inconnu) en se donnant une distribution de sources. Pour ramener cette explication générale au problème plus spécifique du potentiel spontané, la source correspond à la densité de courant de convection (appelé aussi densité de courant source  $\mathbf{J}_s$ ) et le signal aux différentes mesures de PS effectuées en surface (ou dans des forages). La méthode inverse consiste alors à retrouver la distribution de densité de courant source au sein d'un ouvrage hydraulique, distribution qui produirait un signal le plus proche possible des mesures de PS réalisées sur ce site. Il convient ici de préciser que l'origine de cette densité de courant de convection est un écoulement de fluide en milieu poreux. L'information ainsi obtenue sur cette distribution de densité de courant source permet dans un second temps de relier cette source à la vitesse d'écoulement du fluide  $\mathbf{U}$  par l'intermédiaire du paramètre d'excès de charges par unité de volume poral  $Q_v$  (**Chapitre 1**). La connaissance attendue par les gestionnaires d'ouvrages n'est finalement pas la distribution de densité de courant source mais bien sûr la vitesse d'écoulement du fluide qui s'exprime au travers de cette source ( $\mathbf{J}_s = Q_v \mathbf{U}$ ). Le processus inverse, qui part des mesures de PS réalisées en surface d'ouvrage



pour parvenir à l'estimation d'un débit de fuite, se décompose en plusieurs étapes que nous allons maintenant détailler.

## 4.2. Etapes du processus inverse

Le processus d'inversion du potentiel spontané consiste donc à déterminer la distribution de densité de courant source qui minimiserait l'écart entre les données observées de PS acquises sur le terrain  $\bar{d}_{mesurées} = [d_1, d_2, d_3 \dots d_n]$  (n nombre de mesures) et les données calculées d'après le modèle  $\bar{d}_{calculées} = f([m_1, m_2, m_3 \dots m_p])$  issues de cette distribution de source, où  $\bar{m} = (m_1, m_2, m_3 \dots m_p)$  correspond au vecteur densité de courant source du modèle (p étant le nombre d'inconnues) :

$$\bar{e} = f(\bar{m}) - \bar{d}_{mesurées}, \quad (4.1)$$

où  $e$  est le vecteur "erreur" entre les données mesurées et les données calculées. Afin de réaliser ce travail de minimisation, nous avons besoin de connaître la fonction  $f$  de l'expression (4.1) qui relie les inconnues  $m$  aux  $d_{calculées}$ . Le signal PS associé à une distribution de densité de courant source est solution de l'équation de Poisson présentée dans le **Chapitre 1**. En intégrant cette relation avec la fonction de Green correspondante, nous pouvons écrire la relation linéaire entre le signal PS mesuré en un point P  $\varphi(P)$  et une densité de courant source  $\mathbf{J}_s$  localisée en un point M par,

$$\varphi(P) = \int_{\Omega} \bar{K}(P, M) \bar{J}_s(M) dV, \quad (4.2)$$

où  $\Omega$  est le volume source et K est la fonction de Green (appelée Kernel dans la théorie des champs de potentiel) qui relie la source  $\mathbf{J}_s$  au signal mesuré  $\varphi(P)$  et prend en compte à la fois les conditions aux frontières et la distribution de résistivité électrique. La fonction de Green peut être déterminé numériquement en résolvant successivement le problème direct pour un dipôle vertical et/ou horizontal sur chaque élément discrétisé du volume total à explorer. Il s'agit d'une matrice de dimension  $(n \times p)$  (x3 pour un calcul en 3D et x2 en 2D). La fonction

de Green correspond à une fonction linéaire  $f$  qui relie le potentiel électrique  $\varphi(P)$  à une densité de courant source  $\mathbf{J}_s$ . On cherche alors à minimiser une fonction que l'on appelle fonction coût  $\psi$  :

$$\psi = \left\| \overline{Km} - \overline{\varphi(P)} \right\|_2, \quad (4.3)$$

où  $\|\cdot\|_2$  est la norme communément appelée  $L_2$ . Cependant, le signal  $\varphi(P)$  mesuré au point P, est sensible à la distribution de résistivité électrique du milieu, comme on a pu le constater dans le § 1.3 du **Chapitre 1**. Il convient donc d'en tenir compte dans le processus inverse. La prise en compte de cette information se fait directement dans le calcul du problème direct (calcul du Kernel) où l'amplitude du potentiel électrique calculé ( $d_{\text{calculées}}$ ) par rapport à la localisation d'un dipôle source tient compte de cette information de distribution de résistivité électrique.

Nous avons établi là le principe de base du problème inverse où l'on cherche, au travers de la fonction de Green K, les inconnues  $m$  (densité de courant source  $\mathbf{J}_s$ ) satisfaisant au mieux les observables ( $d_{\text{mesurées}}$ ). Comme beaucoup de problèmes inverses en géophysique, le nombre de données mesurées sur un site est souvent très inférieur aux nombres d'inconnues constituant notre modèle. En effet, prenons l'exemple d'une cartographie PS comprenant 100 mesures réparties sur une surface d'investigation carrée de 10 mètres de côté. Supposons de plus que nous souhaitons localiser la distribution des densités de courant source jusqu'à une profondeur de 10 mètres sous cette surface cartographiée avec une résolution d' $1\text{m}^3$ . Nous ne disposons alors que de 100 mesures pour 1000 inconnues. On parle alors de problème sous-déterminé. La minimisation de la fonction  $\psi$  présente de ce fait plusieurs solutions au problème posé c'est-à-dire qu'il existe une multitude de distribution de  $\mathbf{J}_s$  pour lesquelles  $\psi \rightarrow 0$ . Les données du problème ne sont donc pas suffisantes et il est nécessaire d'ajouter des informations pour tendre vers une solution unique. Ces informations constituent alors des contraintes additionnelles qu'il convient d'ajouter au problème inverse.

### 4.3. Les contraintes d'inversion additionnelles

- Contrainte de normalisation par rapport à la profondeur :

Il faut donc à ce stade avoir des informations a priori sur la solution finale. Réécrivons tout d'abord la matrice  $K$  sous la forme d'une fonction analytique simple dans le cadre d'une distribution uniforme et infinie de la résistivité électrique :

$$\overline{\overline{K}}(P, M) = \frac{1}{4\pi\sigma} \nabla \cdot \left( \frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|^3} \right), \quad (4.4)$$

où  $r$  est la distance séparant la source  $M$  du point d'observation  $P$ . Il est clair ici que  $K(P, M)$  est grand pour des sources proches du point d'observation  $P$ , c'est-à-dire proche de la surface. Pour contrebalancer cet effet, il est nécessaire d'incorporer au problème inverse une matrice de pondération par rapport à la profondeur. En effet, suivant le choix de la méthode d'inversion, le processus d'inversion va faire varier préférentiellement les paramètres de surface au détriment des paramètres localisés plus en profondeur. Sans cette matrice de "normalisation par rapport à la profondeur", les solutions au problème posé par l'expression (4.3) seraient localisées en surface. De plus, nous sommes conscients ici que la distribution de source relative à un écoulement souterrain se situe principalement en profondeur. Cette matrice fait partie des informations supplémentaires de contraintes qu'il faut apporter au problème inverse (première information de contraintes).

- Contrainte de lissage de la solution :

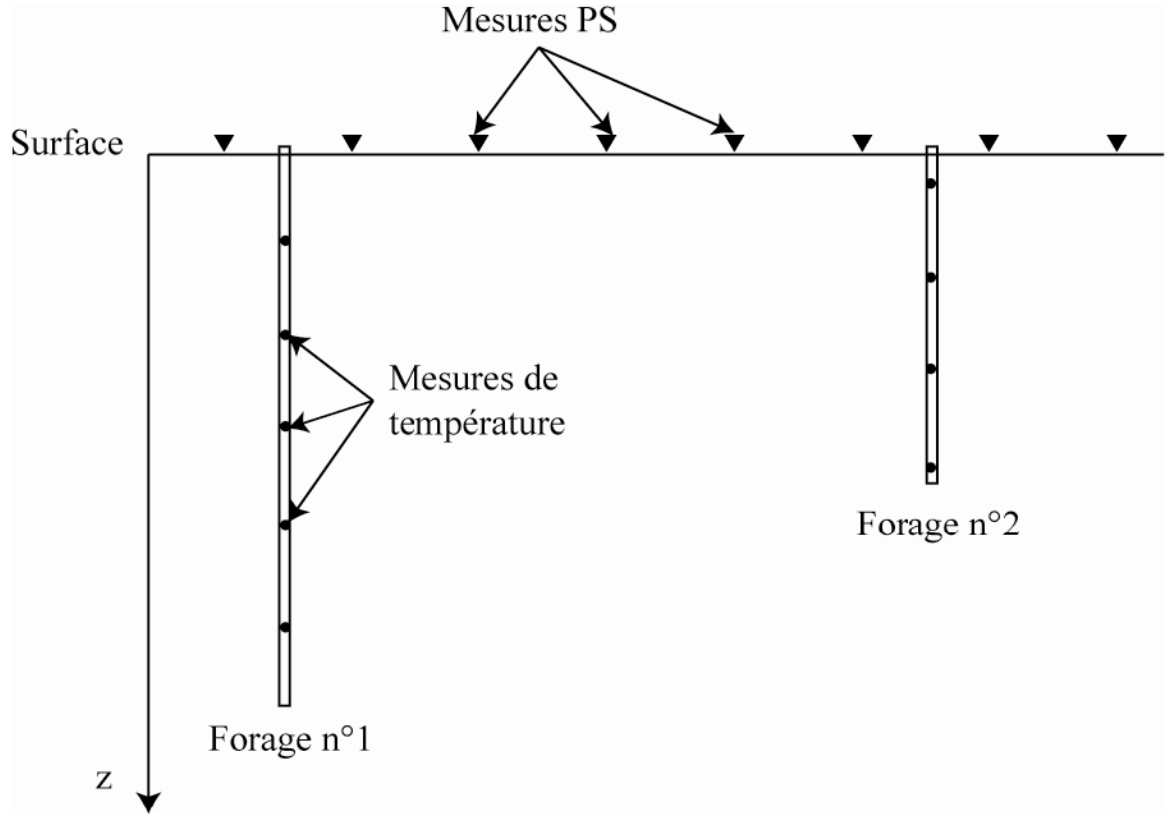
En plus de cette information, il faut rappeler que la distribution de densité de courant source est générée par un écoulement en milieu poreux. La distribution des sources électriques suit donc la géométrie de la zone d'écoulement. Par conséquent, il convient que la solution finale présente une certaine cohérence spatiale au regard de la continuité de la géométrie de l'écoulement. La solution finale doit être lisse, en accord avec la continuité de l'écoulement source. Il s'agit donc d'une information supplémentaire sous forme d'une matrice correspondant à l'approximation discrétisée de la dérivée d'ordre 1 ou 2 qu'il faut ajouter au problème inverse de base (deuxième information de contraintes).

- Contrainte de divergence nulle de la vitesse d'écoulement :

Il convient aussi à ce stade d'intervenir plus fortement sur cette notion d'écoulement. Il serait judicieux d'incorporer dans le problème inverse (ce qui n'est pas le cas dans ce travail) une contrainte forte de divergence nulle de la vitesse d'écoulement  $\mathbf{U}$  en état stationnaire ( $\nabla \cdot \mathbf{U} = 0$ ). En effet, la solution devrait correspondre à un écoulement qui ne présente pas de source d'écoulements "additionnels" autre que celle induite par la fuite surtout pour des cas d'études en 3D. En 2D cette contrainte semble trop forte car des écoulements "additionnels" peuvent intervenir dans la 3<sup>ème</sup> direction de l'espace non prise en compte dans un modèle 2D.

- Contrainte par l'addition d'un autre type de données : la température.

Enfin, une contrainte additionnelle forte pourrait correspondre à la prise en compte par inversion jointe d'un autre type de données autre que les données de PS. La PS et la température sont deux grandeurs physiques sensibles aux écoulements dans les ouvrages hydrauliques. Il serait judicieux d'utiliser ces deux informations combinées dans le cadre du processus inverse. En effet, concernant la méthode thermique, celle-ci consiste à mesurer dans des forages la température de l'eau qui traverse l'ouvrage. La température de l'eau de la retenue est sensiblement différente de la température de l'eau présente dans l'ouvrage. Une infiltration préférentielle de l'eau de la retenue dans le corps de digue génère donc une anomalie de température (dépendante de la vitesse d'écoulement) mesurable dans les forages. On voit donc naître ainsi une complémentarité entre les données PS et les données de température. Ces deux méthodes sont d'une part sensibles à la vitesse d'écoulement  $\mathbf{U}$  dans un milieu poreux (paramètre commun) et d'autre part sont complémentaires spatialement : en surface pour la PS et en profondeur pour la température (**Figure 4.1**).



**Fig. 4.1-** Schéma présentant la position de mesure des données de potentiel spontané et des données de température.

Les équations gouvernant le flux de chaleur  $\mathbf{H}$  (correspondant à la loi de Fourier généralisée) et la densité de courant  $\mathbf{J}$  (correspondant à la loi d'Ohm généralisée) sont reliées entre elles par le paramètre commun d'inversion que constitue la vitesse d'écoulement  $\mathbf{U}$  (Eq. 4.5 et 4.6).

$$\mathbf{H} = -\lambda \nabla T + C_f \rho_f \mathbf{U} \quad , \quad (4.5)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \nabla \varphi + Q_v \mathbf{U} \quad , \quad (4.6)$$

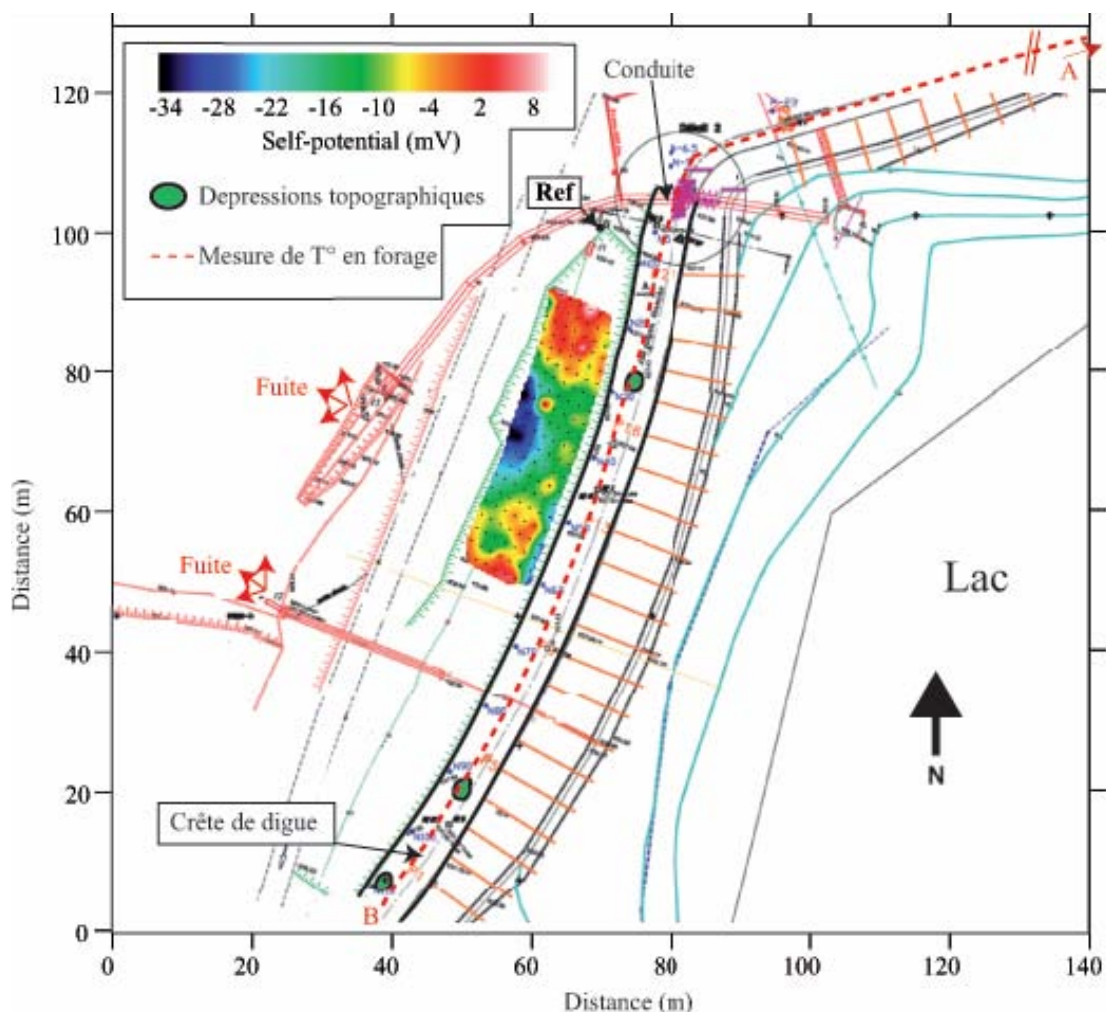
avec  $\mathbf{H}$  le flux de chaleur ( $\text{W m}^{-2}$ ),  $\lambda$  la conductivité thermique ( $\text{W K}^{-1} \text{m}^{-1}$ ),  $T$  la température ( $^{\circ}\text{C}$ ),  $C_f$  la capacité calorifique du fluide ( $\text{J K}^{-1} \text{kg}^{-1}$ ),  $\rho_f$  la masse volumique du fluide ( $\text{kg m}^{-3}$ ),  $\mathbf{U}$  la vitesse de Darcy ( $\text{m s}^{-1}$ ),  $\mathbf{J}$  la densité de courant ( $\text{A m}^{-2}$ ),  $\sigma$  la conductivité électrique ( $\text{S m}^{-1}$ ),  $-\nabla \varphi = \mathbf{E}$  le champ électrique ( $\text{V m}^{-1}$ ) et  $Q_v$  l'excès de charge par unité de volume poral ( $\text{C m}^{-3}$ ).

D'autre part, de nombreuses études réalisées portent sur l'influence du paramètre de conductivité thermique en fonction de la teneur en eau dans les sols (P. Cosenza et al., 2003, European Journal of Soil Science). Cet article montre en particulier que, pour des variations de teneur en eau s'échelonnant entre 0 et 0.4, la conductivité thermique  $\lambda$  peut varier de 50 %. Ainsi, pour une roche présentant une porosité de 60 %, la conductivité thermique passe d'environ  $0.8 \text{ W K}^{-1}\text{m}^{-1}$  à  $1.2 \text{ W K}^{-1}\text{m}^{-1}$ . Connaître cette influence permettrait de mieux estimer le paramètre de conductivité thermique essentiel à l'estimation de la vitesse d'écoulement par l'analyse des données thermiques.

Le développement des mesures de température par fibres optiques (en opposition à des mesures de température en forage) permet aussi aujourd'hui de détecter de très faibles variations de température. Ces fibres optiques positionnées en pied de digue sur de grandes longueurs permettraient de localiser précisément et rapidement les zones d'écoulements, mais l'atténuation rapide de l'anomalie de température avec la distance rend parfois difficile leur détection. Toutefois, de grands espoirs apparaissent avec ces techniques et beaucoup d'études sont actuellement réalisées sur ce sujet.

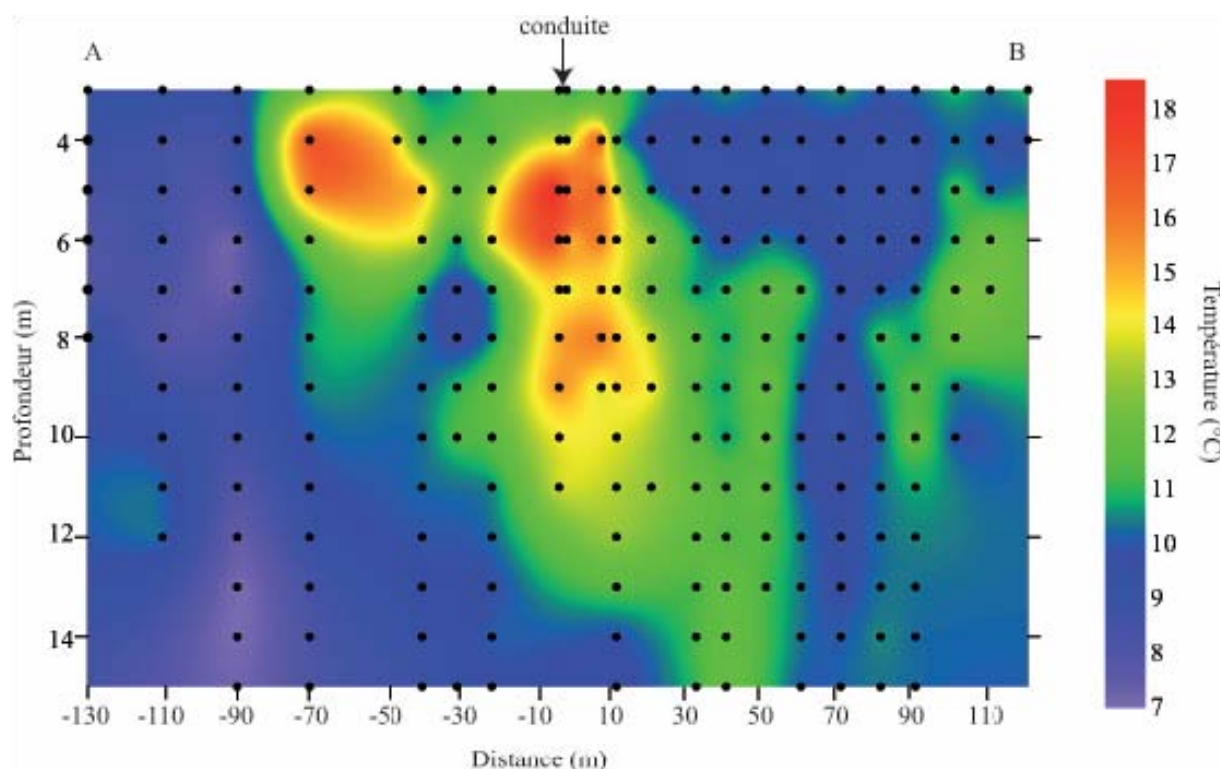
Une inversion jointe, en prenant comme paramètre d'inversion commun la vitesse d'écoulement  $U$ , entre les deux types de données (PS et température) permettrait d'obtenir une meilleure estimation des vitesses d'écoulements dans un ouvrage, mais surtout apporterait une plus grande contrainte en termes d'estimation de la profondeur d'une zone de fuite par les mesures in situ de la température en forage (**Figure 4.1**). De plus, les mesures PS peuvent être, elles aussi, effectuées en forages, mais le tubage métallique de certains forages génère un signal électro-redox qui cache le signal d'électrofiltration. L'intérêt des mesures de température est double car ces données ne sont pas influencées par le phénomène d'oxydoréduction et apportent une contrainte dans la 3<sup>ème</sup> direction de l'espace, la profondeur  $z$ .

Des mesures de température ont déjà été réalisées sur différents sites et montrent effectivement des anomalies thermiques. La **Figure 4.2** montre un exemple de barrage où des mesures PS et de température ont été effectuées par une société spécialisée. Cette figure présente une cartographie de PS, ainsi que la position en crête du profil sur lequel les mesures de température ont été réalisées.



**Fig. 4.2-** Présentation du site d'étude et position de la cartographie de potentiel spontané. Cette figure montre aussi la position de zones de dépressions topographiques.

Les mesures de température effectuées en forage sont présentées en **Figure 4.3** et montrent la présence de plusieurs anomalies thermiques avec des contrastes de température de l'ordre de la dizaine de degrés Celsius.



**Fig. 4.3-** Cartographie de température en fonction de la profondeur (jusqu'à 15 mètres) effectuée à l'aide de 22 forages.

Malheureusement, sur ce site, les données PS restent insuffisantes pour effectuer d'éventuelles corrélations entre anomalie PS et anomalie de température. Une cartographie PS recouvrant l'ensemble du parement aval de l'ouvrage permettrait une étude plus approfondie des liens existant entre ces données PS et les données de température.

Ce travail de couplage entre les deux types de données constitue une voie de recherche prometteuse qu'il serait intéressant de développer et semble être un outil fort de contraintes pour l'inversion des données PS.

Ce protocole d'inversion donne au final une distribution de densité de courant source  $J_s$  dans tout le domaine qu'il faudra alors interpréter en termes de vitesse d'écoulement, voire de débit de fuite.

C'est le protocole d'inversion comportant les deux premières contraintes exposées ci-dessus qui a été retenu pour l'inversion de données PS obtenues sur une digue du sud-est de la

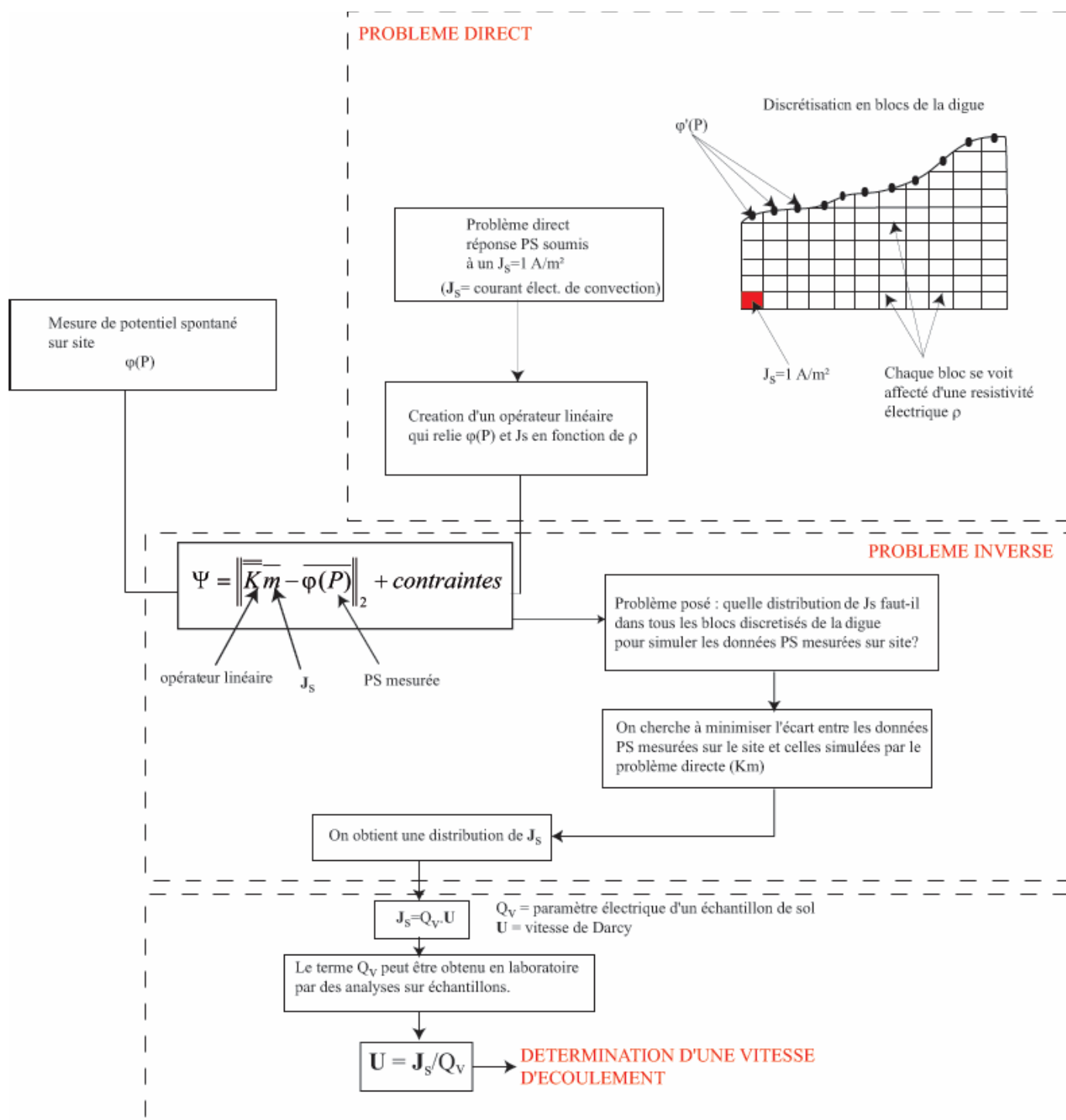


France (**Site A**). Ce travail a fait l'objet d'un article soumis dans *Near Surface Geophysics* en 2007 et qui a pour titre : "Preferential fluid flow pathways in dams and embankments imaged by self-potential tomography".

#### 4.4. Résumé de l'article de Near Surface Geophysics

Deux campagnes de mesures géophysiques ont eu lieu sur un tronçon de digue en charge située dans le sud-est de la France (**Site A**) présentant des fuites avérées. Ces campagnes de mesures ont comporté des mesures PS et de résistivité électrique. Concernant les mesures PS, deux cartographies ont été réalisées sur la même zone, et comportaient respectivement 1169 et 2076 mesures réparties sur une surface d'environ 2500 m<sup>2</sup> et 3200 m<sup>2</sup>. Ces cartographies ont permis de mettre en évidence un dipôle électrique indiquant la présence d'une zone d'écoulement préférentiel. En plus de ces mesures, un total de quatre tomographies de résistivité électrique a été réalisé, dont deux perpendiculairement et deux parallèlement au linéaire de digue. L'objectif était de déterminer, à partir des données PS et de résistivité électrique, le débit de fuite que présente ce tronçon de digue.

Dans cet article, on se propose, dans un premier temps, de réaliser une inversion 2D sur un cas synthétique de digue afin de valider le protocole d'inversion. Cette première étude consiste à simuler une fuite au sein d'une digue et de calculer le signal PS en surface. L'étape suivante consiste, à partir des données PS simulées et de la distribution de résistivité électrique de la digue, à retrouver la vitesse d'écoulement simulée dans le problème direct (la distribution de résistivité électrique étant obtenue par la seconde loi d'Archie qui suppose la conductivité de surface négligeable). Les différentes étapes du processus d'inversion sont illustrées dans la **Figure 4.4**.



**Fig. 4.4-** Schéma illustrant les différentes étapes du protocole d'inversion des données de potentiel spontané.

Suite à la validation du protocole d'inversion par l'étude synthétique, une inversion 2D des signaux PS est réalisée sur cette digue du sud-est de la France, en tenant compte de la distribution de résistivité électrique déterminée par les tomographies. Cette inversion a été

réalisée le long d'un profil PS amont-aval joignant les deux pôles électriques du dipôle de fuite. Une simulation numérique 2D du problème direct de l'écoulement dans la digue est également effectuée. Cette simulation numérique permet de mieux comprendre la formation du dipôle électrique et de mieux appréhender l'amplitude des signaux PS susceptibles d'être générés par une zone d'écoulement préférentiel dans les conditions réelles.

#### **4.5. Article de Near Surface Geophysics**

## Preferential fluid flow pathways in embankment dams imaged by self-potential tomography

A. Bolève (1, 2) A. Revil (1, 3), C. Gevaudan (3), F. Janod (2), J. L. Mattiuzzo (4) and J.-J. Fry (5)

(1) CNRS- LGIT (UMR 5559), University of Savoie, Equipe Volcan, Le Bourget-du-Lac, France

(2) FUGRO, Savoie Technolac, Le Bourget du Lac Cedex, France

(3) Colorado School of Mines, Dept. of Geophysics, 1500 Illinois street,, Golden, CO, USA

(4) INNOGEO, Savoie Technolac, BP 306, 73377 Le Bourget du Lac cedex, France.

(5) EDF, Savoie Technolac, Le Bourget-du-Lac, France

---

**Keywords:** Self-potential, seepage velocity, streaming potential, ground water flow, porous media

*Intended for publication in Near-Surface Geophysics –  
Special Issue on Hydrogeophysics in EAGE*

**Abstract.** We invert self-potential data in order to locate anomalous water flow pathways in dams and embankments and to estimate the seepage velocity. The inversion of the self-potential data is performed with a classical least-square method with quadratic constraints to minimize a data misfit cost function. The kernel is solved numerically accounting for the topography of the system and the resistivity distribution, which is independently obtained through electrical resistance tomography. A prior constraints based on finite element modeling of ground water flow can also be used to provide a prior source current density model if needed. This self-potential tomography approach is first validated with a synthetic case study showing how the position of a preferential fluid flow pathways can be retrieved from self-potential and resistivity data and how the seepage velocity can be obtained inside one order of magnitude. This methodology is then applied to a test site corresponding to a portion of an embankment dam along the Rhône River in France. Two self-potential maps (with 1169 and 2076 measurements, respectively) and four resistivity tomograms are used to locate a leak. One self-potential profile and one resistivity profile are used together to perform the 2D inversion of the self-potential data to locate the anomalous leakage at depth and to estimate the flow rate. The depth at which the preferential fluid flow pathways is located, according to self-potential tomography, agrees with an independent geotechnical test using the Perméoform. This demonstrates the usefulness of this methodology to detect preferential water channels inside the body of the dams.

**Key words:** Self-potential, dams, embankment, resistivity, tomography, least-square inversion

## 1. Introduction

Understanding the stability of earth dams and embankments is a crucial problem in civil engineering and unplanned seepage of water can lead to the failure of the structure (Fell et al. 1992; Tayfur et al. 2005; Wan and Fell 2008; Rozycki 2008). In this context, geophysical methods may play an important role in imaging non-intrusively seepage pathways and monitoring the change of the seepage velocity over time, enabling to plan technically and economically worthwhile remedial measures in the early development phase of these problems. Electrical resistivity tomography has proven to be a useful tool to image earth dams, to assess their material properties, and, under some circumstances, to detect anomalous leakages (see Fauchard and Mériaux 2004; Sjødahl et al. 2005, 2006; Cho and Yeom 2007; Oh and Sun 2008). This implies however the use of time-lapse resistivity tomography, a time consuming approach.

In order to investigate more accurately leakages in dams and embankments, we need to look for signals that are directly sensitive to the flow of the ground water. To our knowledge, two signals fulfill this requirement. The first one is the electrical potential distribution associated with the flow of the ground water (e.g., Sill, 1983; Corwin 1985, 1997) and the other is temperature (e.g., Rath and Mottaghy 2007). The passive electrical potential generated by the flow of the ground water are called streaming potentials in geophysics and they are identified by the so-called self-potential method. The self-potential method is a passive electrical method corresponding to the measurements of the electrical potential distribution, at a given set of stations, using a high impedance voltmeter and non-polarizing electrodes.

In this paper, we propose to invert self-potential data using information from electrical resistivity tomography and topography to locate preferential ground water leaking areas in dams and embankments. The self-potential method consists in measuring passively the electrical potential distribution at the ground surface or in boreholes that is associated with polarization mechanisms occurring into the conducting ground. One of these polarization mechanisms is precisely due to the existence of a source current density (called the streaming current density) associated with the flow of the pore water through a porous material. This phenomenon can be pictured as follow: because of the existence of an excess of charge

coating the surface of minerals (see for example Revil and Leroy 2004), the pore water has always a net volumetric charge density to counterbalance the fixed charge density onto the mineral surface. The drag of this volumetric charge density of the pore water by the flow of the pore water is responsible for a net current density called the streaming current density. The divergence of this net source current density is responsible for an electrical field. The resulting electrical potential distribution can be mapped at the ground surface with non-polarizing electrodes and a voltmeter. The inverse problem is called self-potential tomography.

Previous works have been performed to use qualitatively and quantitatively these self-potential signals to determine the flow paths of water in dams and embankments (Ogilvy and Bogoslovsky 1969; Gex 1980; Merkler et al. 1989; Wilt and Corwin 1989; AlSaigh et al. 1994; Sheffer and Howie 2001, 2003), pumping test experiments (Rizzo et al. 2004; Titov et al. 2005), or to retrieve the geometry of the water table at the scale of a catchment (Linde et al. 2007b) just to cite few examples. Rozycki et al. (2006) have developed an analytical solution of the self-potential field associated with the polarization of a fracture along which ground water flow occurs (see also Rozycki, 2008). He developed a very interesting methodology to determine individual flow paths in a dam from the superposition of the self-potential contributions arising from the flow of the ground water in a set of distinct fractures. However, the geometry used by Rozycki et al. (2006) is probably too simplistic and does not allow retrieving the value of the seepage velocity. It is also a phenomenological approach while the approach we developed below is mechanistic in nature. In addition, the approach used by Rozycki et al. (2006) does not incorporate the information associated with electrical resistivity. Incorporating the electrical resistivity in the inverse problem of the self-potential sources is very important as shown by Jardani et al. (2008). In addition, electrical resistivity variations in a dam can reach several orders of magnitude. The methods of self-potential and electrical resistivity provide very complementary datasets to detect leakage in Earth dams and embankments (Panthulu et al., 2001)

Minsley et al. (2007a, b) used a least-squares method to invert the divergence of the source current density from self-potential data accounting for the resistivity distribution in the inverse problem. However, their approach needs another step to integrate the response to determine the streaming current distribution and an additional one to convert the source current density in a seepage velocity. Jardani et al. (2006, 2007a, b, 2008) developed several

inversion algorithms to obtain directly the geometry of ground water flow or the distribution of the streaming current density, which, in turn, can be mapped in term of the seepage velocity if the distribution of the excess of charge of the pore water is known.

We develop below an algorithm to identify the preferential flow paths in a dam and to estimate the seepage velocity inside these flow paths. Our approach is similar to the approach adopted by Jardani et al. (2008) to retrieve the flow path of hydrothermal waters in geothermal field but does not rely on Tikhonov regularization. This SPT approach incorporates the topography and the resistivity information that is available and does not rely on ideal source geometries. This algorithm is tested on both a synthetic case and real data.

## 2. Forward Modeling

The modeling of self-potential signals resulting from ground water flow has been undertaken by a number of authors in the last 25 years (e.g., Sill, 1983; Revil et al., 1999) for a variety of applications including Earth dams and embankments (Berube 2007; Bolève et al. 2007a, Sheffer and Oldenburg 2007). Bolève et al. (2007b) have developed recently a framework to model the self-potential response associated with ground water flow including unsaturated conditions (e.g., to model the self-potential signals resulting from the existence of the capillary fringe above the water table or the infiltration of water in the vadose zone). To model ground water flow, we use a formulation that is valid for both saturated and unsaturated conditions and therefore that can be used to model also the capillary fringe above the water table or flow in the vadose zone (Linde et al. 2007a; Revil et al. 2007). We summarize in this section the equations that we are solving using the finite element code Comsol 3.4.

The constitutive equation describing the flow of the pore water through a porous material is the Darcy constitutive equation,

$$\mathbf{u} = -\frac{k}{\eta_f}(\nabla p - \rho_f \mathbf{g}) = -K\nabla(H + z), \quad (1)$$

where  $\mathbf{u}$  is the seepage velocity (in  $\text{m s}^{-1}$ ) (Darcy velocity,  $\mathbf{u} = 0$  when  $S_w \rightarrow S_w^r$  where  $S_w$  is the relative saturation of the water phase, and  $S_w^r$  is the residual water saturation),  $p$  is the



pore fluid pressure (in Pa),  $\mathbf{g}$  is the gravity acceleration vector (in  $\text{m s}^{-2}$ ),  $k$  is the intrinsic permeability (in  $\text{m}^2$ ) of the porous medium, respectively,  $K$  is the hydraulic conductivity (in  $\text{m s}^{-1}$ ),  $H$  is the pressure head,  $\rho_f$  and  $\eta_f$  are the mass density (in  $\text{kg m}^{-3}$ ) and the dynamic shear viscosity (in Pa s) of the pore water.

For unsaturated conditions, the hydraulic problem can be solved using the Richards equation with the van Genuchten / Mualem parametrization for the capillary pressure and the relative permeability of the water phase. The governing equation for the flow of the water phase is (Richards, 1931),

$$[C_e + S_e S] \frac{\partial H}{\partial t} + \nabla \cdot [-K \nabla (H + z)] = 0, \quad (2)$$

where  $z$  is the elevation above a datum,  $C_e$  denotes the specific moisture capacity (in  $\text{m}^{-1}$ ) defined by  $C_e = \partial \theta / \partial H$  where  $\theta$  is the water content (dimensionless),  $S_e$  is the effective saturation, which is related to the relative saturation of the water phase by  $S_e = (S_w - S_w^r) / (1 - S_w^r)$  ( $\theta = S_w \phi$  where  $\phi$  represents the total connected porosity of the material),  $S$  is the storage coefficient ( $\text{m}^{-1}$ ), and  $t$  is time. The hydraulic conductivity is related to the relative permeability  $k_r$  and to the hydraulic conductivity at saturation  $K_s$  by  $K = k_r K_s$ .

With the van Genuchten / Mualem model (van Genuchten 1980; Mualem 1986), we consider the porous material as being saturated when the fluid pressure reaches the atmospheric pressure ( $H = 0$ ). The effective saturation, the specific moisture capacity, the relative permeability, and the water content are defined by,

$$S_e = \begin{cases} 1 / [1 + |\alpha H|^n]^m, & H < 0 \\ 1, & H \geq 0 \end{cases} \quad (3)$$

$$C_e = \begin{cases} \frac{\alpha m}{1-m} (\phi - \theta_r) S_e^{\frac{1}{m}} \left( 1 - S_e^{\frac{1}{m}} \right)^m, & H < 0 \\ 0, & H \geq 0 \end{cases} \quad (4)$$

$$k_r = \begin{cases} S_e^l \left[ 1 - \left( 1 - S_e^{\frac{1}{m}} \right)^m \right]^2, & H < 0 \\ 1, & H \geq 0 \end{cases} \quad (5)$$

$$\theta = \begin{cases} \theta_r + S_e(\phi - \theta_r), & H < 0 \\ \phi, & H \geq 0 \end{cases} \quad (6)$$

respectively and where  $\theta_r$  is the residual water content ( $\theta_r = S_w^r \phi$ ), and  $\alpha$ ,  $n$ ,  $m$ , and  $L$  are parameters that characterize the porous material with usually  $m = 1 - 1/n$  (van Genuchten, 1980; Mualem, 1986).

The total electrical current density  $\mathbf{j}$  is given by a generalized Ohm's law (Linde et al. 2007a; Revil et al. 2007; Bolève et al. 2007b),

$$\mathbf{j} = \sigma(S_w) \mathbf{E} + \frac{\bar{Q}_v}{S_w} \mathbf{u}, \quad (7)$$

where  $\mathbf{E} = -\nabla \phi$  is the electrical field (in  $\text{V m}^{-1}$ ),  $\phi$  is the electrical (self-) potential (in V),  $\sigma(S_w)$  is the electrical conductivity of the material at the relative water saturation  $S_w$  (we write  $\sigma$  the electrical conductivity at saturation),  $\bar{Q}_v$  is the excess of electrical charge per unit pore volume of the pore space at saturation, and  $\mathbf{j}_s = (\bar{Q}_v / S_w) \mathbf{u}$  is the source (streaming) current density. These equations are valid in the viscous laminar flow regime. An extension of this theory for water-saturated media in the inertial laminar flow regime has been available recently (Bolève et al. 2007a; Crespy et al. 2007).

To model the effect of the partial saturation upon the electrical conductivity (or its inverse the electrical resistivity), we used the second Archie law with a second Archie exponent equal to 1.6 (Revil 1999). If clay minerals are present, surface conductivity around the grains can be determined from the cation exchange capacity of the medium. For practical purposes, the relationship between the conductivity and the saturation can be measured in the laboratory using samples from the dam or guessed to a certain extent from database of material properties for soils, clays, and unconsolidated materials.

At low frequencies, the conservation equation for the electrical charge is,

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0. \quad (8)$$

Combining Eqs. (7) and (8) results in a Poisson equation with a source term that depends only on the seepage velocity in the ground:

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \phi) = \mathfrak{J}, \quad (9)$$

where  $\mathfrak{J}$  is the volumetric current source density (in  $\text{A m}^{-3}$ ) given by,

$$\mathfrak{J} = \overline{Q}_v \nabla \cdot \mathbf{u} + \nabla \overline{Q}_v \cdot \mathbf{u}, \quad (10)$$

Consequently the forward problem consists in solving the boundary-value problem for the Richards equation, Eq. (2), from known material properties, their spatio-temporal distributions, and boundary condition for the pressure head or the flux of the ground water. This solution is used to determine the volumetric source current density for the self-potential problem using Eq. (10). The solution of the Poisson equation, Eq. (9), provides the distribution of the self-potential signals (Sill 1983), which can be compared with the measured data. The inverse problem consists in retrieving the pattern of ground water flow using the self-potential data and the resistivity data as auxiliary sources of information.

### 3. Inverse problem

#### 3.1. Computation of the Kernel

Some recent papers (e.g., Minsley et al. 2007a, b; Jardani et al. 2006, 2007a, b, 2008; Sheffer 2007; Mendonça 2008) have studied the inverse problem of self-potential signals. We call below this approach “self-potential tomography”. The way to handle the inverse problem

in self-potential tomography is not unique and depends clearly on the problem to solve. In this section, we propose a methodology to retrieve fluid flow pathways in embankment dams.

The self-potential signals associated with a distribution of source current density is solution of a Poisson equation (see Equation 9). Integrating this equation with the Green method and using the superposition principle yields a linear relationship between the self-potential signal measured at a self-potential station P and the source of current density at the source point M (see Spinelli 1999 for a similar problem in electroencephalography),

$$\phi(P) = \int_{\Omega} \mathbf{G}(P, M) \mathbf{j}_s(M) dV, \quad (11)$$

where  $\Omega$  is the source volume (the volume in which the flow of the ground water occurs),  $\mathbf{G}(P, M)$  or  $\overline{\overline{\mathbf{G}}}$  is the linear mapping function between the source and the observation station ( $\overline{\overline{\mathbf{G}}}(P, M)$  is called the kernel in potential field theory and is a second-order matrix), and  $dV$  is an elementary volume surrounding the source point M. The element of the kernel are the Green functions connecting the self-potential data at a set of measurement stations P located at the ground surface and the sources of current density at a set of source points M located in the conducting ground. According to Eq. (11), the electrical potential at any station P is given by a convolution product between the kernel  $\overline{\overline{\mathbf{G}}}$  and the source current density at each source point. Each element of  $\overline{\overline{\mathbf{G}}}$  is a Green function:

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}} = \begin{bmatrix} G_x^{11} & G_y^{11} & G_z^{11} & \dots & G_x^{1M} & G_y^{1M} & G_z^{1M} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ G_x^{N1} & G_y^{N1} & G_z^{N1} & \dots & G_x^{NM} & G_y^{NM} & G_z^{NM} \end{bmatrix}. \quad (12)$$

The matrix  $\overline{\overline{\mathbf{G}}}$  depends only on the number of observation stations  $N$ , the number of elementary sources  $M$ , the distribution of the electrical resistivity, and the boundary conditions for the electrical potential or the total current density. When computing the elements of  $\overline{\overline{\mathbf{G}}}$ , one has to remember that the electrical potential is determined relatively to a reference electrode located somewhere at the ground surface (called “Ref” below). By

definition, the electrical potential at the reference is taken equal to zero and this condition should be fulfilled for all the elements of  $\overline{\overline{G}}$  by removing the potential computed at this location from the self-potential distribution determined over the field.

The matrix  $\overline{\overline{G}}$  can be written with simple analytical functions only in the case for which the electrical resistivity is uniform all over an infinite system (or for very simple geometries using for example the image method). In this case, we have

$$G_{x,y,z}^{ij} = \frac{1}{4\pi\sigma} \frac{(r_{Pi} - r_{Mj})_{x,y,z}}{|r_{Pi} - r_{Mj}|^3}, \quad (13)$$

where  $(x, y, z)$  are Cartesian coordinates,  $i \in \{1, \dots, N\}$ ,  $j \in \{1, \dots, M\}$ , and  $\sigma$  is the electrical conductivity of the medium. According to Eq. (13), it is clear that  $G_{x,y,z}^{ij}$  is large for sources located in the vicinity of the ground surface. To counteract this effect, it can be necessary to introduce a weighting matrix (see below).

### 3.2. Minimization of the Cost Function

The inverse problem can be described by the minimization of a cost function  $\psi$  defined by,

$$\psi \equiv \left\| \overline{\overline{G}} \overline{m} - \overline{\varphi}_d \right\|_2, \quad (14)$$

where  $\|\cdot\|_2$  denotes the  $L_2$  (Euclidian) norm,  $\overline{m}$  is the vector of size  $3M$  corresponding to the unknown parameters (the three components of the source current density in 3D), and  $\overline{\varphi}_d$  is the  $N$  size vector of measured self-potential data ( $3M$  is replaced by  $2M$  for a 2D problem).

We found that the matrix  $\overline{\overline{G}}$  is quite well conditioned ( $\text{cond}(\overline{\overline{G}})$  is typically equal to 1000), and therefore regularization of the inverse problem is not required to stabilize this problem with respect to perturbations. However, the inversion of self-potential data remains

an underdetermined problem. One solution is the minimum-norm solution using the pseudo-inverse of the matrix  $\overline{\overline{G}}$  (Menke 1989) but this solution is not smooth for our problem.

To obtain a smooth solution, we can add some additional information to the inverse problem (Minsley et al. 2007a, b; Jardani et al. 2006, 2007a, b; Mendonça 2008). One possibility is to perform the following minimization (Hansen et al. 1992),

$$\text{Min} \left\| \overline{\overline{D_2}} \overline{\overline{W}} (\overline{m} - \overline{m_0}) \right\|_2 \text{ subject to } \overline{\overline{G}} \overline{m} = \overline{\varphi_d}, \quad (15)$$

where the matrix  $\overline{\overline{D_2}}$  corresponds to the discrete approximation of the second order derivative. It is given by,

$$\overline{\overline{D_2}} = \begin{bmatrix} 1 & -2 & 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & -2 & 1 & \dots & 0 \\ \vdots & & \ddots & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & 1 & -2 & 1 & 0 \\ 0 & \dots & 0 & 1 & -2 & 1 \end{bmatrix}, \quad (16)$$

and where the matrix  $\overline{\overline{W}}$  is a diagonal matrix accounting for the depth sensitivity of the source (depth weighting matrix):

$$\overline{\overline{W}} = \begin{bmatrix} \frac{1}{(z_{m_1} + \varepsilon)^\beta} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \frac{1}{(z_{m_2} + \varepsilon)^\beta} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & \frac{1}{(z_{m_{3M}} + \varepsilon)^\beta} \end{bmatrix}, \quad (17)$$

where the small value  $\varepsilon$  is used to prevent the singularity when  $z$  is close to zero. The depth weighting ( $N \times 3M$ ) matrix is required to reduce the large sensitivity of the shallow cells (Li and Oldenburg 1998). The depth weighting ( $N \times 3M$ ) matrix is required to reduce the large sensitivity of the shallow cells (Li and Oldenburg 1998; Boulanger and Chouteau 2001; and

Chasseriau and Chouteau, 2003). In the general case, the depth weighting is given by (Spinelli 1999),

$$\bar{\bar{S}} = \text{diag} \left( \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{j=1}^N (K_{ij})^2} \right). \quad (18)$$

In this case, the kernel is normalized by using  $\bar{\bar{G}}_n = \bar{\bar{G}} \bar{\bar{S}}^{-1}$ . The posterior model is then given by  $\bar{m}^* = \bar{\bar{S}} \bar{m}$ .

The solution of Eq. (15) can easily be computed once we have performed a singular value decomposition of the matrix  $\bar{\bar{G}}$  (see Hansen et al. 1992). Interestingly, we can also compute an approximation to this solution via Tikhonov regularization:

$$\text{Min} \left( \left\| \bar{\bar{W}}_d (\bar{\bar{G}} \bar{m} - \bar{\varphi}_d) \right\|_2^2 + \lambda^2 \left\| \bar{\bar{D}}_2 \bar{\bar{W}} (\bar{m} - \bar{m}_0) \right\|_2^2 \right). \quad (19)$$

where in 2D,  $\bar{\bar{G}} = (\bar{\bar{G}}_{ij}^x, \bar{\bar{G}}_{ij}^z)$  is the  $N \times 2M$  kernel matrix corresponding to the self-potentials, which can to be measured by each component of a sources of coordinates  $\bar{m} = (\bar{m}_i^x, \bar{m}_i^z)$  ( $N$  is the number of self-potential stations while  $M$  is the discretized elements composing the ground,  $2M$  represents the number of elementary current sources to consider in 2D, one horizontal component and one vertical component),  $\bar{\varphi}_d$  is vector of  $N$  elements corresponding to the self potential data measured at the ground surface and in boreholes, and  $\bar{\bar{W}}_d = \text{diag}\{1/\varepsilon_1, \dots, 1/\varepsilon_N\}$  is a square diagonal weighting  $N \times N$  matrix. Elements along the diagonal of this matrix are the reciprocal of the standard deviation  $\sigma_i$  squared  $\varepsilon_i = \sigma_i^2$ . The other components of this matrix are set to zero if the noise on the data is uncorrelated. In Equation (19),  $\bar{m}_0$  is a prior solution for the source current density.

This minimum of the cost function corresponding to Equation (19) is given by (Hansen [1992]):

$$\bar{m}_n = \left[ \bar{G}_n^T (\bar{W}_d^T \bar{W}) \bar{G}_n + \lambda (\bar{D}_2 \bar{W})^T \bar{D}_2 \bar{W} \right]^{-1} \left[ \bar{G}_n^T (\bar{W}_d^T \bar{W}_d) \bar{\varphi}_d + \lambda (\bar{D}_2 \bar{W})^T \bar{D}_2 \bar{W} \bar{m}_0 \right]. \quad (20)$$

The case  $\bar{m}_0 = 0$  corresponds to the use of a null prior information. If the regularization parameter  $\lambda$  is small (but nonzero), then the Tikhonov regularization is a very good approximation to the solution  $\bar{m}$  (Hansen, personal communication 2007). In the examples given below, we used the solution provided by Hansen et al. (1992). Other possibilities includes the minimization of a cost function that contains a data misfit function and a model objective function that incorporates a prior information (Jardani et al. 2007b, 2008; Sheffer 2007).

To determine the resolution of the inverse problem, we can introduce the resolution matrix of the self-potential problem. The forward model is given by  $\bar{\varphi} = \bar{G} \bar{m}$  where  $\bar{\varphi}$  is the self-potential vector. The solution of the inverse problem is given by  $\bar{m}^* = \bar{T} \bar{\varphi}$  where  $\bar{T}$  is the inverse transformation matrix (see Menke 1989). The resolution matrix  $\bar{R}$  is defined by  $\bar{m}^* = \bar{R} \bar{m}$  with,

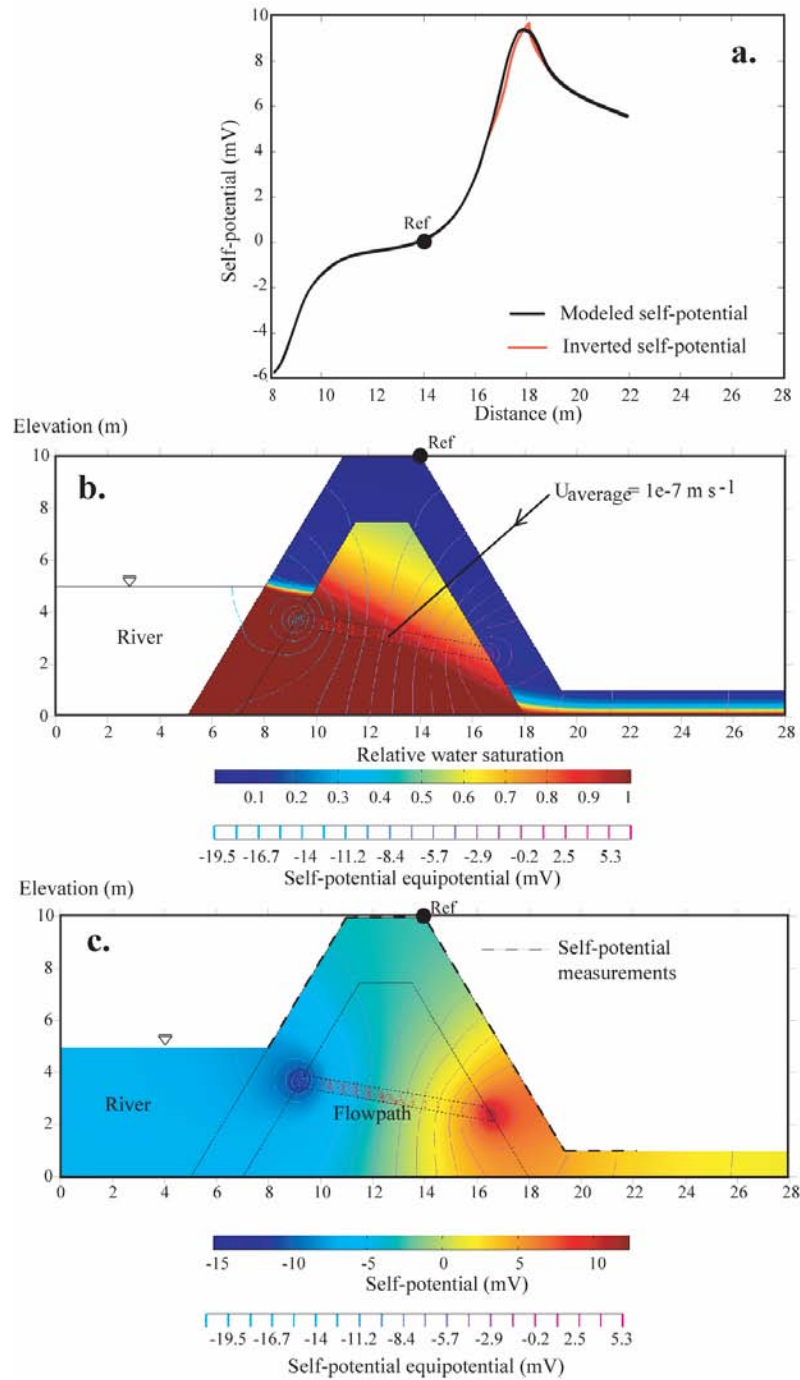
$$\bar{R} = \bar{G} \bar{T}, \quad (21)$$

(see Menke 1989). The resolution matrix contains all the information related to the uncertainty of the solution  $\bar{m}^*$  for any cell of the investigated source volume.

#### 4. Synthetic Case Study

To test our algorithm, we performed a numerical simulation for a synthetic embankment dam with a 2D geometry (infinite lateral extension) and a relatively impermeable clay core. The geometry is shown in Figure 1. The embankment dam itself has a height of 10 m and a width of 15 m. A leakage is simulated by adding a permeable pipe located inside the clay core that simulates the existence of a preferential ground water flow pathway with permeability much higher than the permeability of the clay. Such a pipe can result from backward erosion (see Fell et al., 2003).





**Figure 1.** 2D Numerical simulation of the self-potential signals associated with the flow through the core of an embankment dam. a. Self-potential profile computed at the top surface of the embankment dam. b. Relative saturation of water in an embankment with a leakage. c. Resulting self-potential signals. This self-potential distribution at the ground surface is sampled every 0.2 m (with a total of 97 samples, see the dashed line coating the ground surface of the embankment dam).

The material properties we used to run the numerical model are provided in Table 1.

Materials	$\sigma(\text{S m}^{-1})$	$\bar{Q}_v \text{ (C m}^{-3}\text{)}$	$K_s \text{ (m s}^{-1}\text{)}$	$\alpha$	$n$
Sand	$3.3 \cdot 10^{-3}$	0.5	$1 \cdot 10^{-5}$	4.9	2.52
Clay	$1 \cdot 10^{-2}$	500	$1 \cdot 10^{-9}$	0.8	1.45
Leaking area	$1 \cdot 10^{-2}$	500	$1 \cdot 10^{-6}$	0.8	1.45

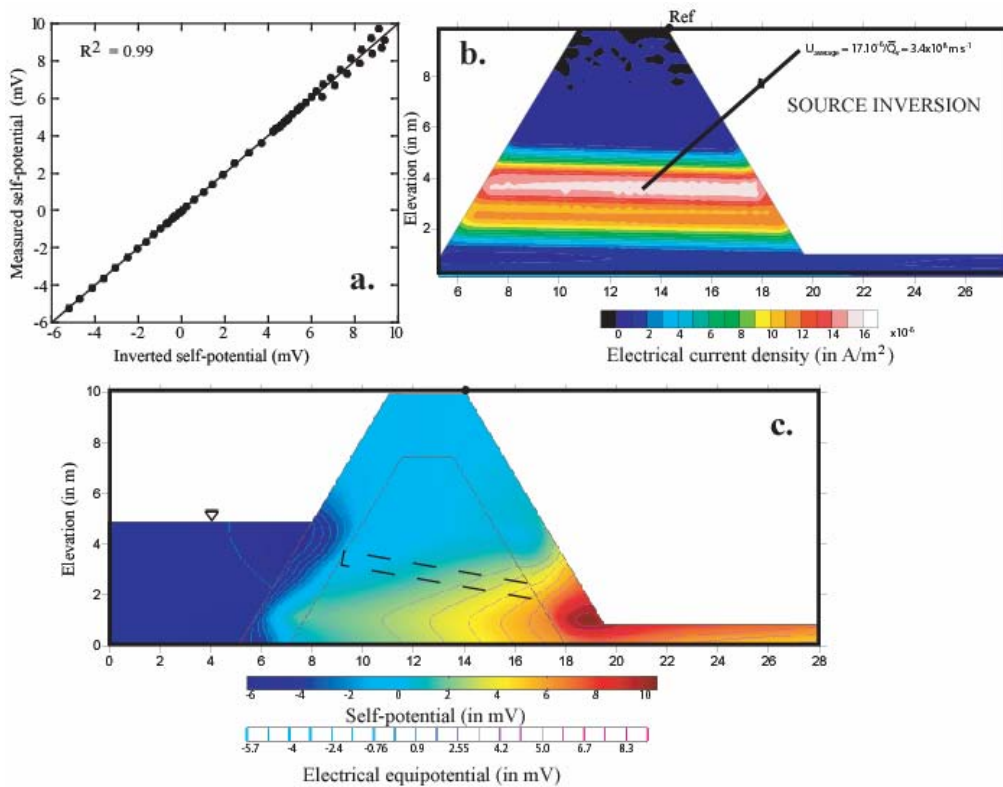
**Table 1.** Material properties of the different materials forming the synthetic embankment dam ( $\bar{Q}_v$  is the excess of electrical charge of the pore water at saturation,  $\sigma$  is the electrical conductivity at saturation, and  $K_s$  is the hydraulic conductivity at saturation). The electrical conductivity of the pore water is equal to  $1.4 \times 10^{-2} \text{ S m}^{-1}$ . The parameters  $\alpha$  and  $m$ , and  $L$  are the van Genuchten parameters (see van Genuchten, 1980; Mualem, 1986 and equations 3 to 6)

The Richards equations and the Poisson equation for the self-potential were solved with the finite element code Comsol Multiphysics 3.2. Boundary conditions were defined as follow: water head pressures were imposed along the lateral boundaries using a Dirichlet condition. At the bottom of the dam, we imposed a pressure head equal to 0 in order to simulate the piezometric surface. For the electrical problem, we imposed an insulating boundary condition at the ground surface ( $\mathbf{n} \cdot \mathbf{j} = 0$  where  $\mathbf{n}$  is the unit vector normal to the ground surface). We use the continuity of the normal and tangential contributions of the total current density inside the dam structure. The reference of the self-potential signals is arbitrarily located on the right-hand side of the top part of the embankment dam.

Two numerical models were performed for steady-state flow conditions with and without a leakage (note that we have also modeled the case of a transient leakage starting with a model without leakage and increase the permeability of a preferential fluid flow pathway over time, not shown here). The water saturation and the distribution of the electrical equipotentials are shown on Figure 1. To simulate self-potential profiling, the self-potential data computed at the ground surface are sampled with a prescribed spacing of 0.2 m. A negative self-potential anomaly is observed with respect to the reference discussed above and a positive self-potential anomaly on the right-hand side flank of the dam (see Figure 1). The magnitude of the simulated self-potential signals is in the same range than those reported in the literature (see Ogilvy and Bogoslovsky 1969; AlSaigh et al. 1994; Sheffer and Howie 2001, 2003; Wilt and Corwin 1989).

We inverted the so-called “residual” self-potential anomaly, which is defined by the self-potential sampled values at the ground surface with the leakage minus the distribution of the self-potential, at the same locations, in the reference state (no pipe). Therefore this residual self-potential anomaly represents the signature of the anomalous flow only. This sampled residual self-potential signals were inverted using the algorithm described in Section 3. The resistivity was modeled using the properties given in Table 1. The resistivity distribution was computed for both the case with a leakage and the reference case without leakage. We used the resistivity information from this reference case to perform the inversion of the self-potential data.

The result of the inversion is shown in Figure 2. The self-potential data resulting from the inversion are very close to the self-potential data resulting from the forward model (Figure 2a).



**Figure 2.** Result of the 2D inversion of the sampled residual self-potential anomaly. **a.** Result of the self-potential signals corresponding to the inverted result. **b.** Result of the distribution of the source streaming current density showing the position of the anomalous flow path through the core of the embankment dam. **c.** Comparison between the inverted self-potential values at top surface of the embankment dam and the corresponding values resulting from the forward model.

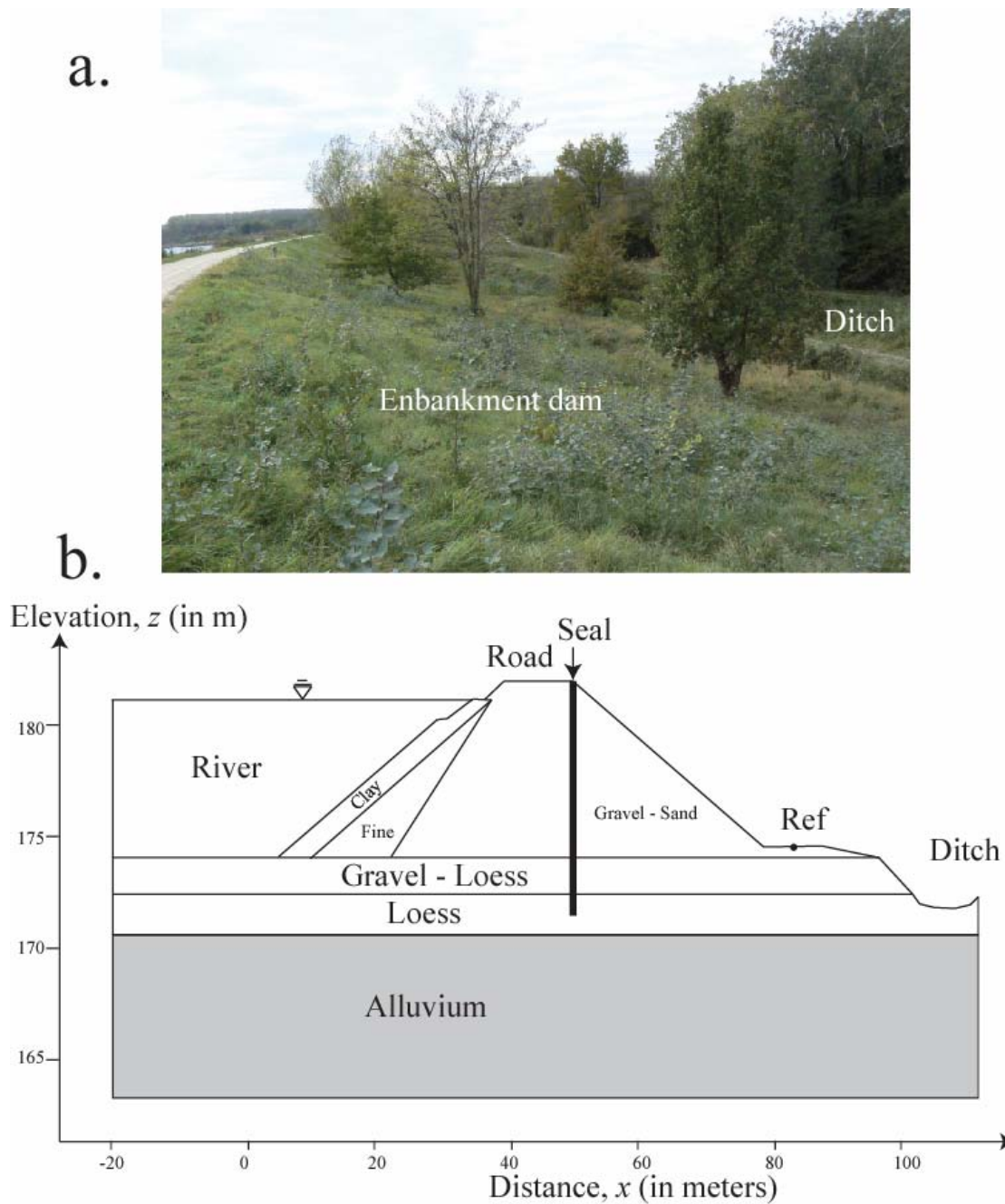
The fact that the resistivity that is considered is not exactly the true resistivity of the case with leakage explains the small offset of the position of the source of the current density with respect to the source of leakage. Despite this point, the distribution of the current density inverted shows a preferential flow path which is nearly located at the location of the pipe.

The result of the magnitude of the inverted current density ( $2 \times 10^{-5} \text{ A/m}^2$ ) agrees quite well with the true value of the source current density inside the flow path ( $5 \times 10^{-5} \text{ A/m}^2$ ). We obtain a smaller value because the inverted source distribution is always smoother than the true source distribution. For saturated conditions, the magnitude of the inverted current density is linearly related to the seepage velocity by the excess of water charge per unit pore volume (see Section 3). If the charge density is known (from a laboratory measurement using a core sample extracted from the dam), it is possible to estimate the seepage velocity. In the present synthetic test, assuming that the value of the charge density is known inside the conduit ( $500 \text{ C/m}^3$ ), the inverted current density yields a value of  $3 \times 10^{-7} \text{ m/s}$  for the seepage velocity while the true value is  $10^{-7} \text{ m/s}$ . Our algorithm is therefore clearly able to retrieve the position of the preferential fluid flow path and, under some circumstances (see Section 5), to determine the seepage velocity.

## **5. Field Application**

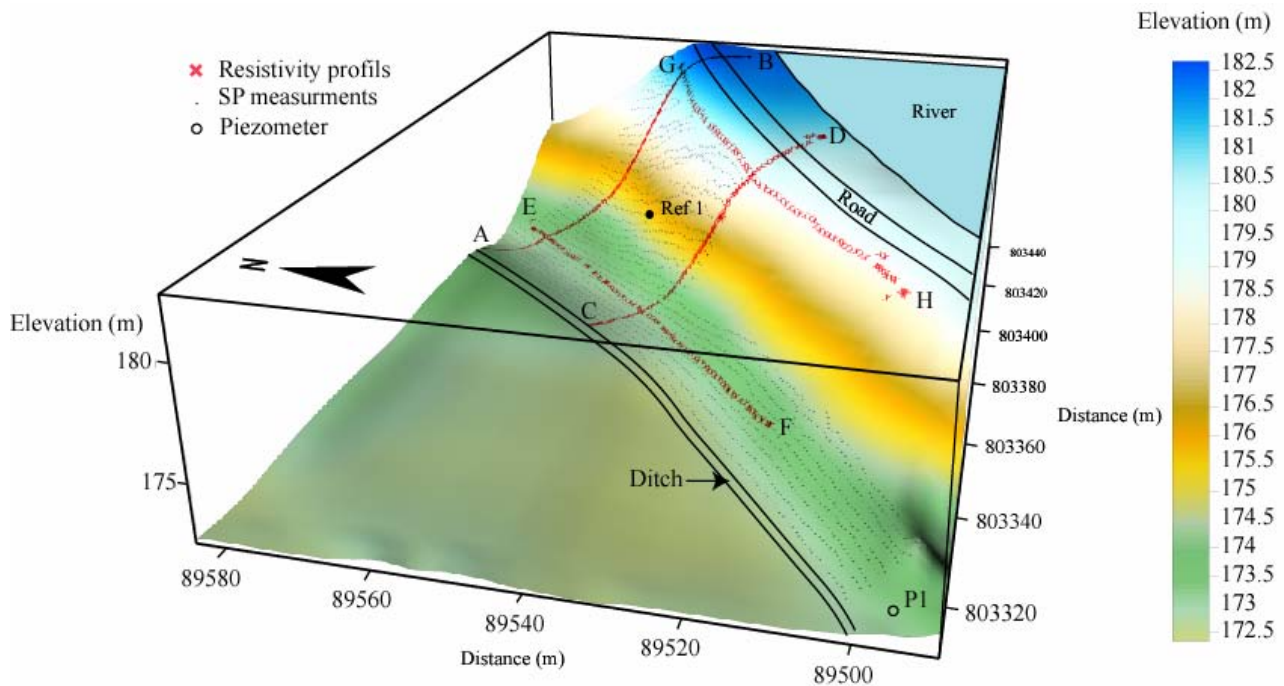
### **5.1. Geometry of the Embankment Dam**

To further test our methodology, we performed a field investigation at an embankment dam located in the South-East of France along the Rhône River. This embankment dam is made of relatively unconsolidated materials (sand plus gravels) on one side. The flank of the embankment on the river side is made by two nearly vertical sublayers. One is made of a cemented (very low-permeability) clay and the second layer is made of silts (Figure 3).



**Figure 3.** Geometry of the embankment dam investigated in the field. This sketch shows the position of the boundaries that we have used to model the flow of the ground water. “Ref” corresponds to the position of the reference of the self-potential data. The heads are imposed in the ditch and at the bottom of the river. The top surface is insulating (the normal component of the total current density is zero).

Water seepage through such a structure is in principle a planned process and the leaking water is collected through drainage filters into a downstream ditch. This ditch was built at approximately 15 meters from the embankment dam (Figures 3 and 4).



**Figure 4.** Sketch showing the position of the self-potential stations where the self-potential data were recorded, the position of the self-potential reference and the four resistivity profiles. Two of them are perpendicular to the embankment dam and are labeled AB and CD while the two other are parallel to the embankment dam and are labeled GH and EF. We also indicated the position of the piezometer P1. The ditch is dry at point A and it starts to be filled with water in the middle of the segment (AC).

Between C and P1, the ditch is filled with water, which is flowing from C to the direction of P1.

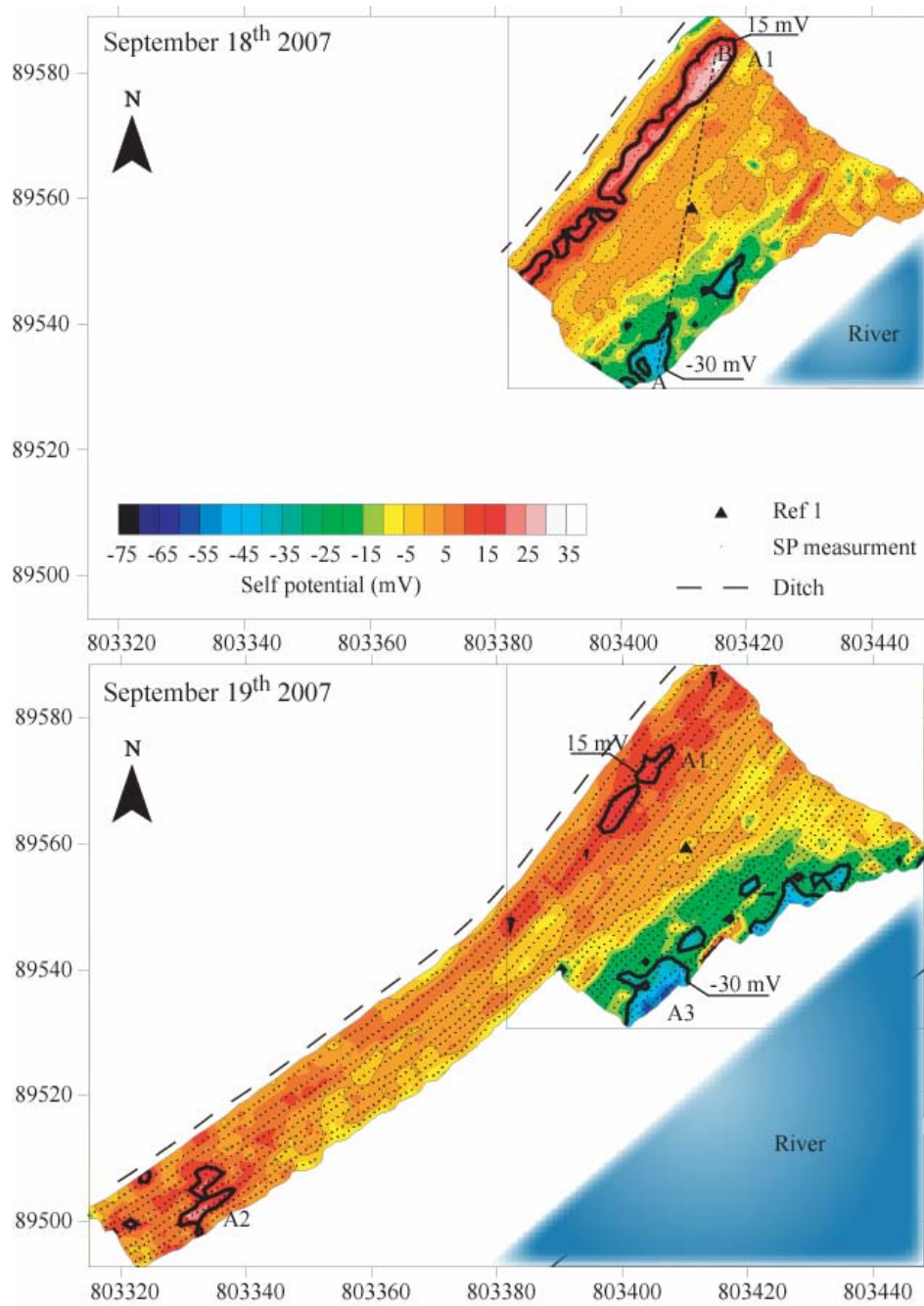
Several piezometers were also located along the dam (every 150 m) to check the piezometric levels inside the body of the dam (One of these piezometers is shown on Figure 4). The embankment dam covers different geological layers comprising a gravel-sandy formation, a loess formation, and alluviums from the Rhône River (Figures 3). After the construction of the dam, a vertical seal was added to the structure (Figure 3). This seal or

permeability barrier is made of a mixture of cement and bentonite and is supposed to be totally impermeable. It reaches a depth of 12 meters below the top surface of the embankment and its width is approximately 12 cm.

## 5.2. Geophysical Field Surveys

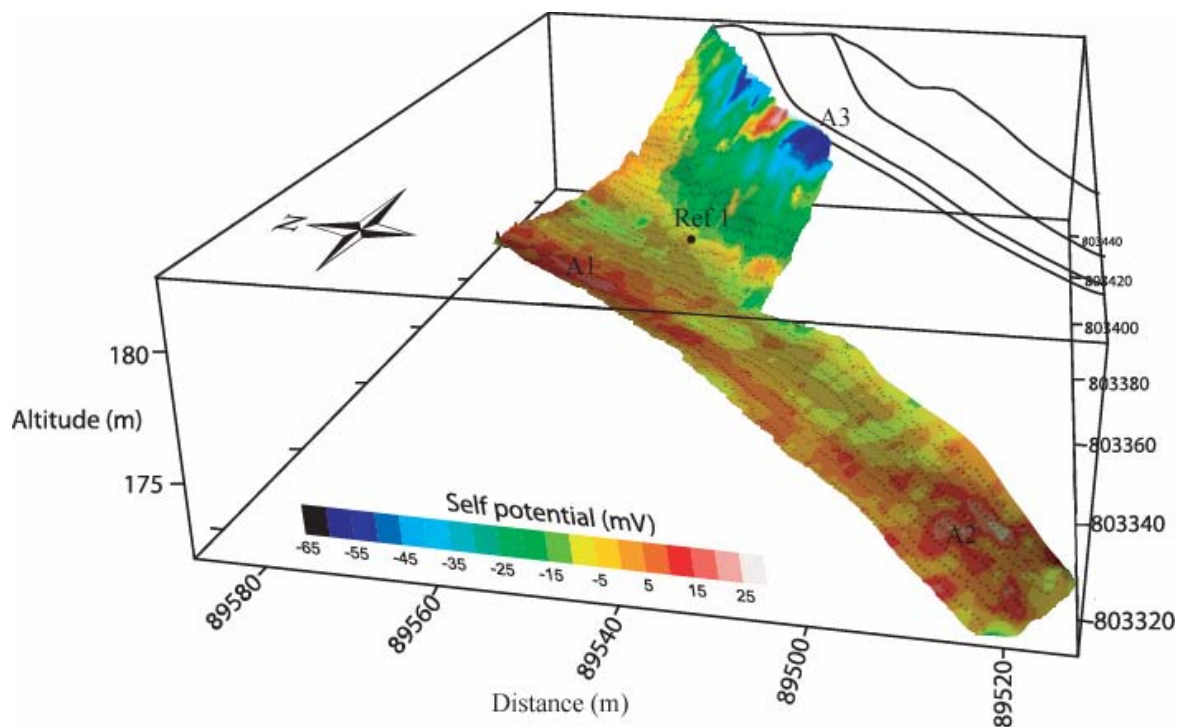
In September 2007, we performed two geophysical surveys including self-potential and resistivity measurements. These two surveys were made in similar conditions after small rainfalls. The two self-potential maps comprise 1169 and 2076 measurements and their positions are shown in Figures 4 to 6. The two maps can be used to test the reproducibility of the data (a standard deviation of approximately 3 mV). Each map is composed of 30 parallel profiles. The spacing between the profiles is 1.5 meters and for each profile, the spacing between the measurements is 1 meter. The measurements were performed with a high impedance voltmeter (Metrix MX20, sensitivity equal to 0.1 mV, input impedance of  $\sim 100$  MOhm) and non-polarizing Petiau electrodes (Petiau 2000). The position of the self-potential stations was obtained with a differential GPS system (Trimble Pro XRS). Because the magnitude of the self-potential signals depends also on the mineralization of the ground water, we measured the electrical conductivity of the Rhône River the days when the self-potential surveys were performed. We obtain  $1.4 \times 10^{-2} \text{ S m}^{-1}$  corrected at 25°C.





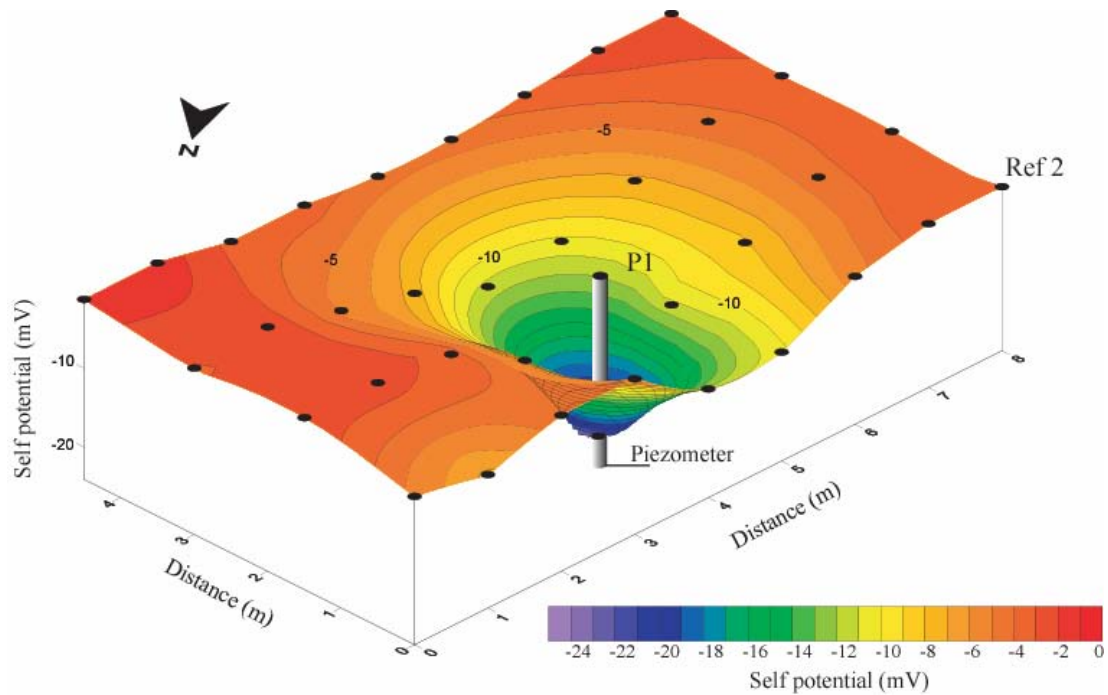
**Figure 5.** Self potential maps. The first self-potential map was performed on september, 18<sup>th</sup>, 2007 and comprises 1169 measurements. The second map was performed on september, 19<sup>th</sup>, 2007 and comprises 2076 measurements. Three self-potentials anomalies are labeled A1, A2, and A3. The filled triangle (labeled “Ref1”) corresponds to the position of the reference of the self-potential surveys.





**Figure 6.** Self-potential map coating the topography of the survey area.

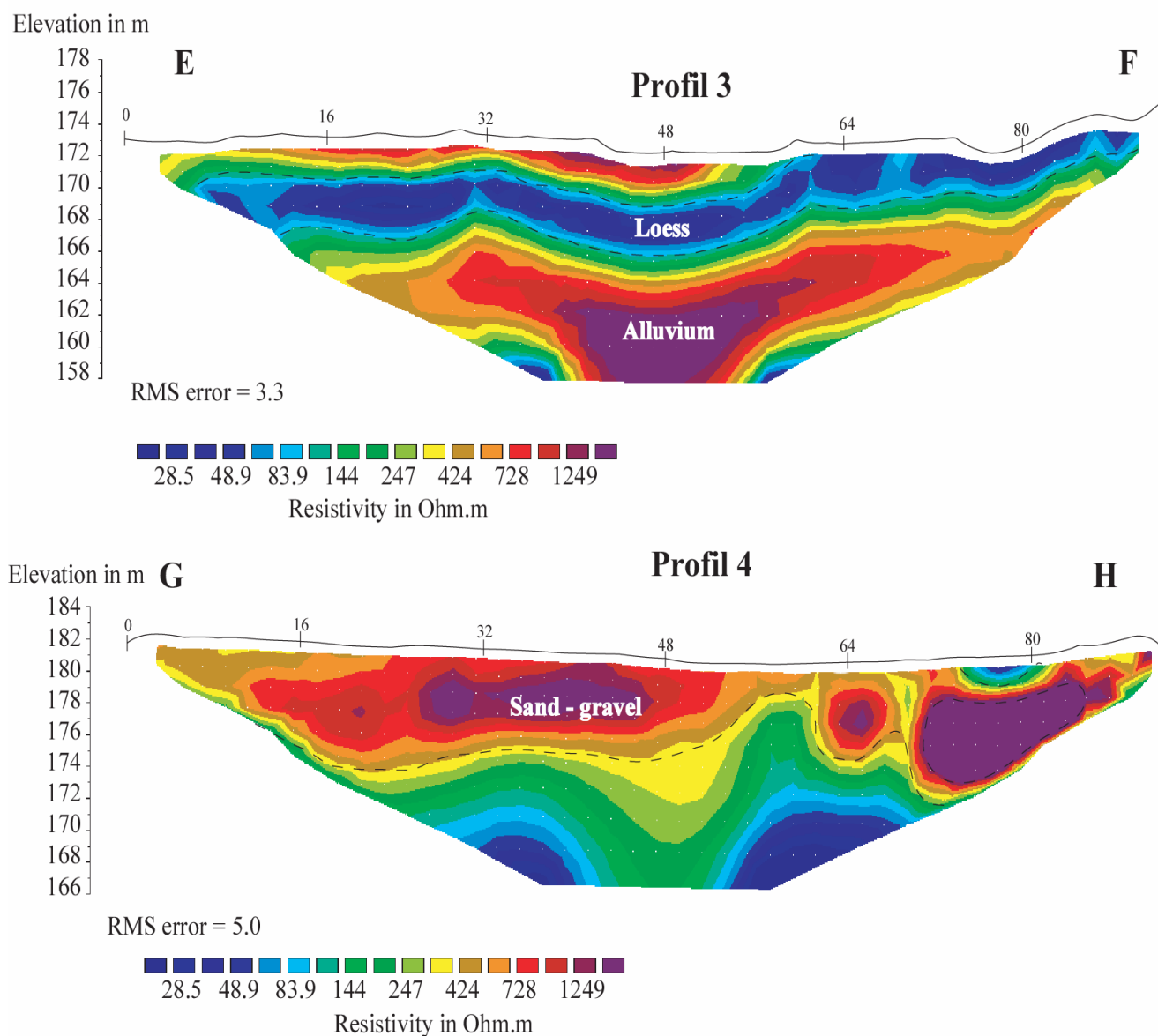
One of the classical pitfalls in the interpretation of self-potential signals comes from the fact that several contributions of distinct physical natures can act simultaneously. The two larger contributions are however the streaming potential related to the flow of the ground water (see above) and redox phenomena (see Arora et al. 2007, Linde and Revil 2007; Castermant et al. 2008). The presence of corroded metallic body at depth is responsible for quite strong self-potential anomalies (Castermant et al. 2008). An example of self-potential anomaly associated with the corrosion of the metallic casing of a piezometer is shown in Figure 7. The self-potential anomaly is radial to the piezometer with an amplitude of -25 mV with respect to the reference electrode (a similar anomaly is discussed by Rizzo et al. 2004 in the case of a pumping test). However, this electro redox effect does not influence the self-potential map over a large distance (the self-potential signals falls down to zero at a radial distance of 3 meters from the piezometer).



**Figure 7.** Self-potential anomaly observed around the piezometer P1 and resulting from the corrosion of the metallic casing of the piezometer. The self-potential stations are materialized by the filled circles. “Ref2” corresponds to the position of the reference of the self-potential data. This self-potential anomaly is related to the redox potential distribution of the ground as shown recently by Castermant et al. (2008) and not to the flow of the ground water. The order of magnitude of the resulting self-potential anomaly is however the same as the self-potential anomalies resulting from the percolation of the ground water.

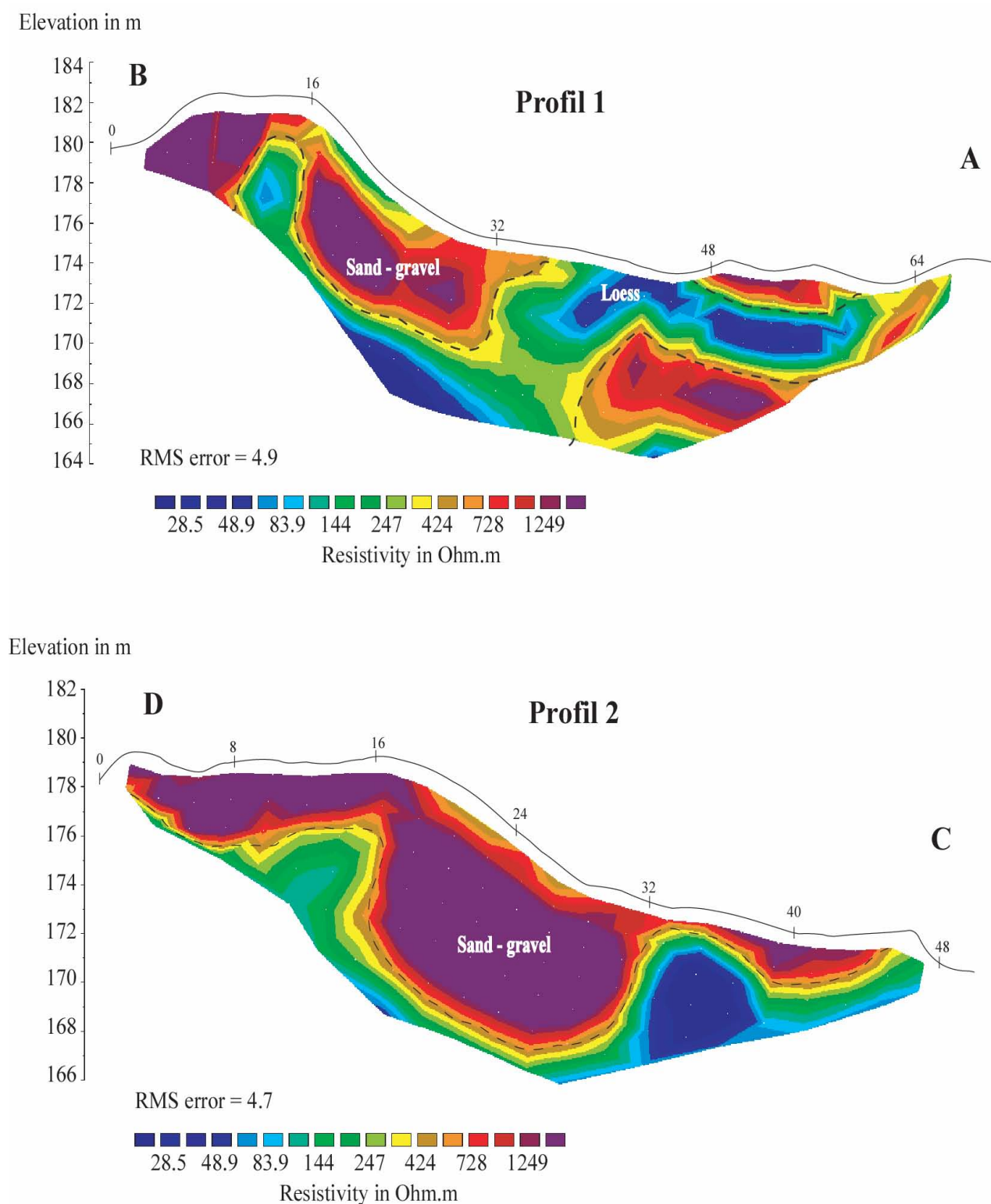
The self-potential maps show a negative self-potential anomaly on the top of the embankment. We label this anomaly A3 (see Figures 5 and 6). Two positive self-potential anomalies A1 and A2 are observed at the bottom of the embankment dam in the vicinity of the ditch (see Figures 5 and 6). The ditch starts to be filled with water in the vicinity of the anomaly A1. The interpretation of these anomalies in terms of leaking areas will be given below in Section 5.3. Several remarks are important here. The first one is that the ditch is dry upstream anomaly A1 and is filled with water downstream A1. The fact that anomaly A1 is positive with respect to the reference electrode located in the middle of the flank of the embankment is consistent with the self-potential anomaly associated with the outflow from a leaking pathway and the fact that the bottom of the ditch is filled with water in this area. The anomaly A3 is located in the vicinity of the position of the vertical seal.

In addition to the self-potential survey, four electrical resistivity profiles were performed. Their positions are indicated in Figure 4. Two of these profiles were parallel to the direction of the dam (Figure 8). One is located on the top of the dam (Profile 4) and the second at the bottom of the dam (Profile 3).



**Figure 8.** Resistivity tomograms (Profiles 3 and 4) inverted using RES2DINV.

Two other profiles were performed perpendicularly to the direction of the dam (labeled Profiles 1 and 2, see Figure 4 and 9).



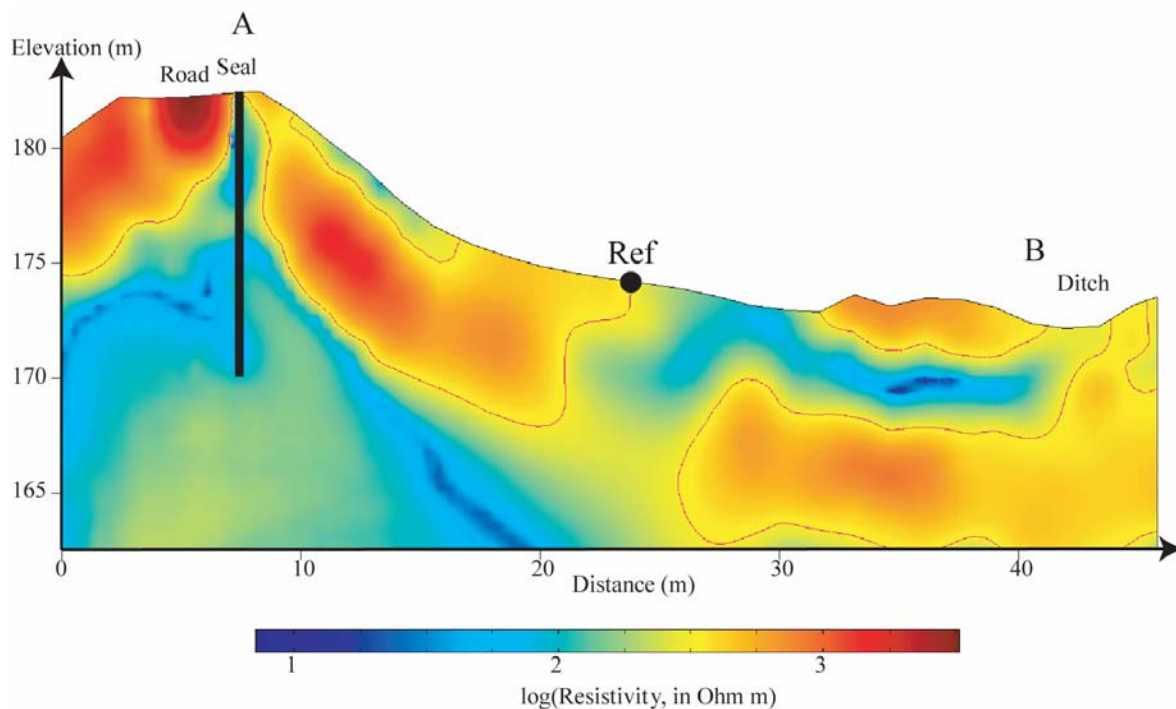
**Figure 9.** Resistivity tomograms (Profiles 1 and 2) inverted using RES2DINV.

For each resistivity profile, the spacing between the 64 stainless steel electrodes was 2 meters. We use the Wenner alpha array for its excellent signal-to-noise ratio performance and its sensitivity to horizontal features (the depth investigation is roughly 15 m). The

resistivity data were inverted with RES2DINV (Loke and Barker 1996). The inverted data are shown as electrical resistivity tomograms, which are displayed in Figures 8 and 9. Note that the quality of the data is very good (the RMS error on the inversion is less than 5% for all the four profiles).

### 5.3. Interpretation of the Data

Figure 10 shows the distribution of the electrical resistivity of the embankment dam that we will use below for the inversion of the self-potential data.



**Figure 10.** Model of the distribution of the log of the electrical resistivity data along the direction AB used for the 2D inversion of the self-potential data. The position of the seal is shown as a conductive vertical structure on this profile. “Ref” corresponds to the position of the reference of the self-potential data.

This tomogram already shows a number of remarkable details and especially the position of the vertical seal discussed above, which is conductive because of the presence of bentonite.

To understand the relationship between the self-potential signals and the geometry of the flow pathways, we perform a 2D finite-element model of the embankment with Comsol Multiphysics 3.2. The geometry of the embankment dam and the boundary conditions are discussed in Figure 3. The material properties we used to perform the simulation are collected in Table 2.

Materials	$K_s$ (m s <sup>-1</sup> )	$\theta_r$	$\theta_s$	$\alpha$	$n$	$\sigma$ (S m <sup>-1</sup> )	$\bar{Q}_v$ (C m <sup>-3</sup> )
Loess	$1.10^{-5}$	0	0.20	4	1.56	$3.10^{-3}$	10
Gravel and loess	$1.10^{-4}$	0	0.10	8	13	$1.25.10^{-3}$	0.1
Gravel and sand	$1.10^{-4}$	0	0.20	10	2.8	$3.3.10^{-3}$	10
Silt	$1.10^{-13}$	0	0.35	2	1.45	$2.5.10^{-2}$	100
Cemented clay	$1.10^{-18}$	0	0.05	0.7	1.5	$5.10^{-2}$	$1.10^6$

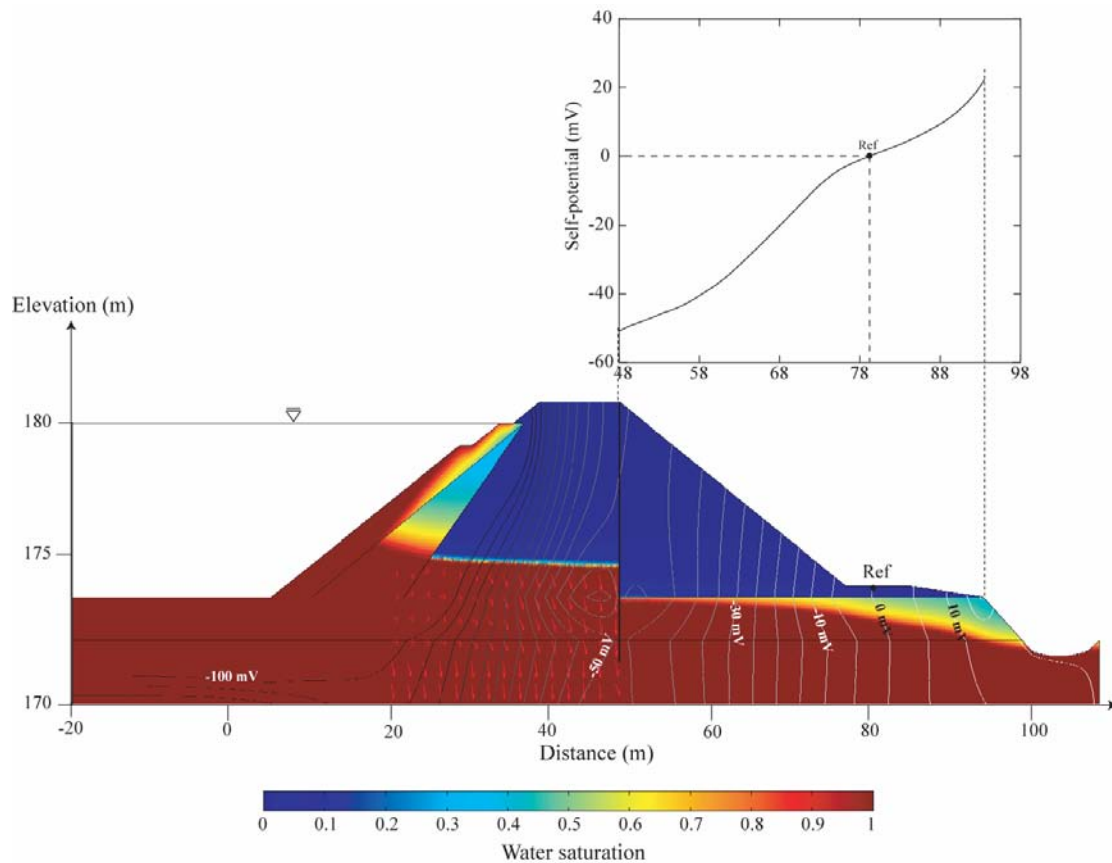
**Table 2.** Material properties used to simulate the self-potential data associated with an embankment dam on the Rhône River. We consider five materials for which we provide the hydraulic conductivity at saturation  $K_s$ , the residual water content  $\theta_r$ , the porosity,  $\theta_s = \phi$ ; the van Genuchten parameters  $\alpha$  and  $n$  (we consider  $L = 0.5$  and  $m = 1 - 1/n$ ). The electrical conductivity of the pore water was measured and is equal to  $1.4 \times 10^{-2}$  S m<sup>-1</sup>.

The computation is performed in steady-state conditions. The values we took for the material properties are mean values of the materials entering into the construction of the dam from available grain size distribution, the measured conductivity of the pore water, and the measured value of the porosity (from density). It results some uncertainty in the calculations of the self-potential response that can be used only qualitatively. Despite these limitations, we obtain a self-potential response that is quite similar in shape, polarity, and magnitude to the measured self-potential data (see Figure 11). This simulation can be used to formulate a prior model for the inversion.

A 2D simulation of the self-potential signals associated with a leakage through the embankment dam (below the vertical barrier) indicates that the inflow area is characterized by



a negative self-potential anomaly while the outflow area is characterized by a positive self-potential anomaly with respect to the reference electrode. This gradient is related to a preferential fluid flow inside the embankment. The two extrema of the electrical potential map are located at points A and B (Figure 5) and connects the self-potential anomalies A3 and A1 discussed above.



**Figure 11.** 2D forward modeling of the self-potential response associated with the flow of the ground water using the geometry shown in Figure 3, the material properties collected in Table 2, and the boundary conditions discussed in Figure 3. The river is located on the left-hand side of the sketch while the ditch is shown on the right-hand side. The thick vertical black line in the middle of the dam corresponds to the permeability barrier (seal) discussed in the text. We only plot the arrows of the Darcy-velocity vector on the right-hand side portion of the embankment dam with respect to this vertical seal. The flow is passing below the vertical seal. It is mainly vertical on the right-hand side of the seal and horizontal on the left hand side. “Ref” corresponds to the position of the reference of the self-potential data.

We propose to make a 2D inversion of the SP signal along the direction A1-A3 (Figure 5) in order to locate and quantify the leakage through the embankment dam (see Figures 12 and 13). There are four problems to handle in the 2D numerical computation of the kernel.

(i) The first limitation is related to the mesh used for the computation. Various tests were performed using different mesh densities. Our simulations showed that a correct computation is obtained for an element density of  $10^4$  finite triangular elements for a  $10 \text{ m}^2$ . Above this density, the response is independent on the mesh.

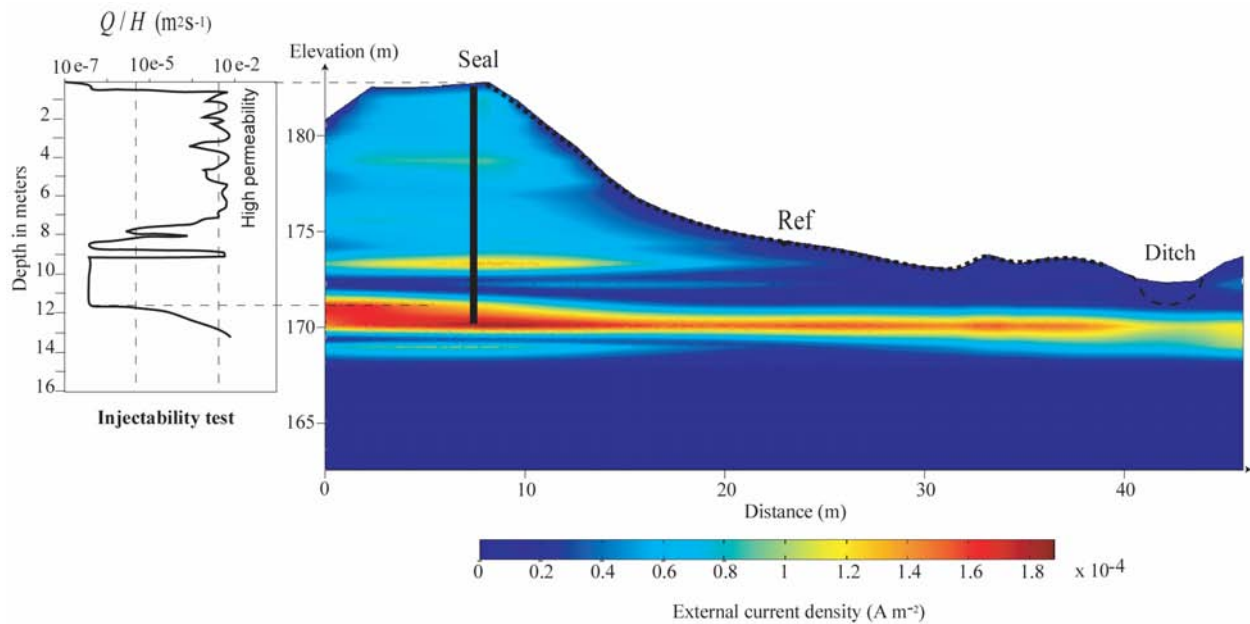
(ii) The second problem for the computation of the kernel corresponds to the accuracy of the distribution of the electrical resistivity. We have incorporated the resistivity distribution coming as outputs of electrical resistance tomography. These resistivity data have been interpolated using a linear interpolation method in Matlab. We do not account in our approach for the uncertainty associated with the electrical resistivity distribution. In principle this uncertainty could be determined from the uncertainty given as output of the resistivity inversion algorithm. This uncertainty could be used to determine an uncertainty associated with the kernel that could be used in turn to determine the uncertainty associated with the solution of the inverse problem for the current density.

(iii) Regarding the discretisation for the computation of the kernel, the embankment has a length of 46 m along  $x$  and a height of 21 m (along  $z$ ). The discretisation we used is  $dx = 1 \text{ m}$  and  $dz = 1 \text{ m}$ . The number of self-potential stations for the computation of the kernel corresponds to the 22 stations where the self-potential was measured in the field along the profile (see Figure 13). The dimension of the kernel is  $46 \times 21$  lines and 22 columns for the horizontal current density (idem for the vertical components of the source current density).

(iv) The final problem is related to the choice of the boundary conditions, especially on the side boundaries of the system. Insulating boundary conditions are applied to the limit external boundaries of the system. However because we take the two side boundaries far enough from the core of the embankment, the solution inside the embankment is not influenced by the boundary conditions applied on the side boundaries.

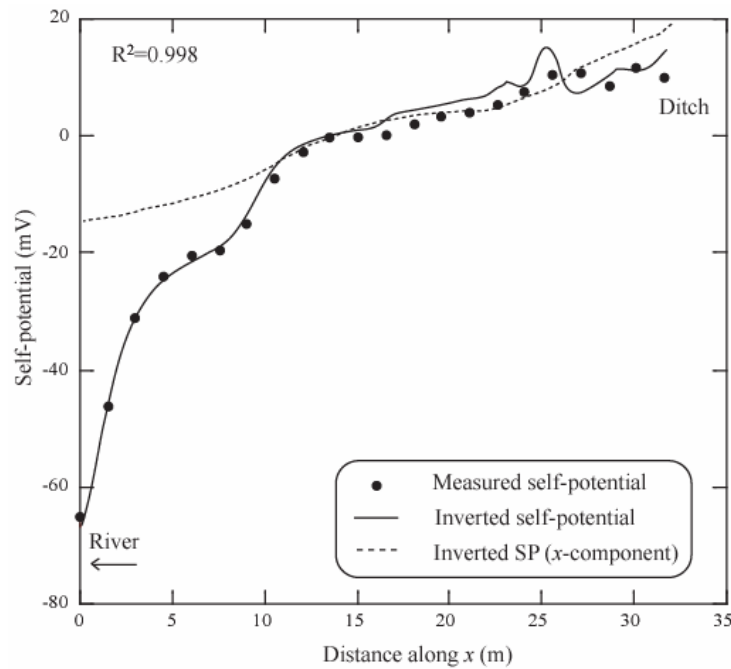


The result of the inversion is shown in Figure 12.



**Figure 12.** The right-hand side of the figure shows the result of the 2D inversion of the self-potential data in terms of the magnitude of the streaming current density. The position of the self-potential data that were used for the inversion is materialized by the dashed line coating the ground surface between the permeability barrier and the ditch. “Ref” corresponds to the position of the reference of the self-potential data. The results of the permeability tests using the Perméafor is shown on the left-hand side of the figure. This test is used to define the permeable layers below the water table. The result of this geotechnical tests and the inversion of the self-potential data are consistent.

The self-potential data resulting from the inversion agrees very well with the measured self-potential data (Figure 13).



**Figure 13.** Comparison between the self-potential data, the self-potential data resulting from the inversion (the plain line), and the result of the inversion by accounting only for the horizontal component of the source current density (dashed line). This plot indicates that the self-potential data between the river and the position of the reference are due to a strong downward component of the ground water flow in agreement with the result of the numerical model shown in Figure 11.

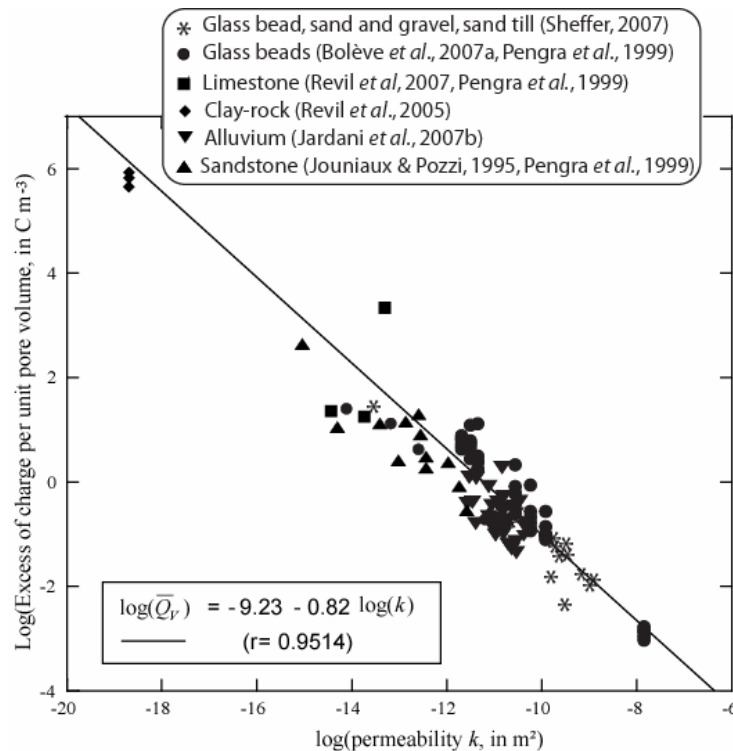
The self-potential source appears to be materialized by a thin sheet of current in the horizontal direction. This source is located approximately at 13 meters below the top surface of the embankment. This result is tested as follows. A geotechnical test was performed by drilling the embankment from its top surface. The result of this test is shown on Figure 12. This test shows a high anomalous permeability at a depth of 12 meters in agreement with the inversion of the self-potential data showing the preferential fluid flow pathway.

Figure 13 shows a comparison between the self-potential measurements, the result of the inversion and the result of the inversion by considering only the horizontal component of the current density. This figure shows clearly that the positive anomaly after the reference is only due to the horizontal flow on the right-hand side of the embankment. The strong negative anomaly observed near the river cannot be explained by the horizontal contribution of the current density and results therefore from the vertical component. This means that the negative self-potential anomaly recorded on the top of the embankment dam results mainly

from the vertical percolation of the ground water that needs to move below the vertical seal (as shown also in the forward model, see Figure 11).

#### 5.4. Estimate of the Flow Rate

We provide now an estimate of the seepage velocity. The current density is related to the Darcy velocity by the excess of charge per unit pore volume  $\bar{Q}_v$ . To estimate  $\bar{Q}_v$ , we use the data displayed in Figure 14 resulting from various experimental data sets performed with various materials. This figure shows a linear relationship between the log of the permeability and the log of the excess of charge per unit pore volume.



**Figure 14.** Comparison between the logarithm of the charge density per unit pore volume (determined by the measurements of the streaming potential coupling coefficient and permeability made by the various cited authors) as a function of the logarithm of the permeability. The samples comprise a wide variety of porous materials indicating the universal character of this trend. The pH of the solution is comprised between 6 and 9. Experimental data are from Jouniaux and Pozzi (1995), Pengra et al. (1999), Revil et al. (2005), Bolève et al. (2007a), Revil et al. (2007), Sheffer (2007), and Jardani et al. (2007b).

A classical geotechnical test can be used to assess an order of magnitude of the permeability of the preferential fluid flow pathway. We performed a permeability test with the Perméafor. This test is similar to the well-know Lefranc injection tests during which the flow of water is controlled and the hydraulic head is kept constant (Ursat, 1992, 1995, Fauchard and Mériaux, 2004). The testing equipment comprises a drilling and water testing unit driven into the ground using a classical sounding equipment operating in vibropercussion model (hammering), a control flow measurement unit, and a data logger. This equipment can be used to determine a profile of the horizontal permeability. The output is presented as the ratio of the injected flow rate  $Q$  (in  $\text{m}^3 \text{s}^{-1}$ ) to the hydraulic head  $H$  (in m). The hydraulic conductivity at saturation  $K_S$  (in  $\text{m s}^{-1}$ ) is related to  $Q$  and  $H$  through the following relationship (Ursat 1992),

$$K_S = \frac{\alpha Q}{H}, \quad (22)$$

where  $\alpha = 2.8 \text{ m}^{-1}$  is an empirical constant determined by Ursat (1992). Ideally, this test should be used for moderately to highly permeable soils ( $10^{-3}$  to  $5 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$ ). Recording the advance speed of drilling provides also the compactness of the soil.

The perm  afor test yields  $Q / H = 10^{-3} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$  in the potential zone of leakage (see Figure 12). Using this value and Equation (21), we obtain  $K_S = 2.8 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$ . This value is inside the range of validity given above. Using the linear trend in log-log scale shown in Figure 14, we find  $\overline{Q}_v = 0.04 \pm 0.01 \text{ C m}^{-3}$ . With this estimation of the excess of charge and the current density inverted from the self-potential and resistivity data, we found a seepage velocity equal to  $3 \cdot 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$  at saturation. Using the size of the inverted conduit (approximately 1 meter in height), we obtain an estimate of the flow rate that is equal to 3 liters per second per unit length of the dam in the leaking area. The uncertainty associated with this value can be estimated as follows. Linde et al. (2007) have studied the distribution of the self-potential data over a small catchment in the South of France. They show that the probability distribution of the self-potential measurements in the field corresponds to a Gaussian distribution. We have performed a similar analysis in the present case and the mean value of the standard deviation we have obtained is 5 mV. We use Tikhonov regularization of the inverse problem and we compute the uncertainty on the inverted current density (see Jardani et al. 2008). This uncertainty is then reported on the uncertainty associated with the

seepage velocity accounting for the uncertainty on the charge density (see above). Using a differential form of the relationship  $\mathbf{j}_s = \bar{Q}_v \mathbf{u}$  (at saturation), we obtain,

$$\sigma_u = \frac{1}{\bar{Q}_v} (\sigma_{j_s} + u \sigma_{\bar{Q}_v}), \quad (23)$$

where  $u$  is the value of the seepage velocity,  $\sigma_u$  is the standard deviation associated with the seepage velocity,  $\sigma_{j_s}$  is the standard deviation associated with the current density, and  $\sigma_{\bar{Q}_v}$  is the standard deviation associated with the charge density  $\bar{Q}_v$ . At a given permeability,  $\sigma_{\bar{Q}_v}$  is estimated from the standard deviation in the trend shown in Figure 14. The standard deviation is determined from the resolution matrix, see Equation 21. This yields an uncertainty of 1 liter per second per unit length of the dam in the leaking area.

Therefore the final estimate of the leakage ( $3 \pm 1$  liters per second per unit length of the dam in the leaking area) is consistent with the flow rate observed in the downstream ditch (in the range 1 to 10 L s<sup>-1</sup>).

## 6. Concluding Statements

Self-potential anomalies mapped over earth dams, embankments, or ditches can be inverted to determine the position of leakage areas and to determine the flux of water in the detected preferential fluid flow pathways. We have developed a forward and inverse modeling approach to retrieve the preferential fluid flow pathways non-intrusively using self-potential and resistivity data using the minimization of a data-misfit cost function. Because monitoring offers a much better signal-to noise ratio with respect to self-potential surveys (see Revil et al. 2002, Suski et al. 2006), the monitoring of the fluctuations of the self-potential response over time in an embankment dam associated with changes in the water level of the river should be very promising to detect anomalous ground water flow leakage inside the body of the dam. In order to improve results of the inversion of the self-potential data, we believe that the best avenue is to consider a Bayesian approach and a Markov-Chain Monte Carlo sampler to reconstruct the a posterior probability densities of the model parameters.

Such an approach could handle the non-uniqueness that is inherent to self-potential tomography and could be flexible to incorporate additional sources of constraints. These constraints could be of different nature including the physics of ground water flow (through a prior modeling of the solutions), other geophysical datasets, or in situ geotechnical tests or borehole measurements. Regarding additional geophysical data, the measurement of temperature and induced polarization are probably very complementary to self-potential data. Indeed temperature is also a parameter that evidences anomalous seepages while induced polarization can be used to determine the permeability of the ground (see Kemna et al. 2004).

**Acknowledgements.** This work was supported by the CNRS (The French National Research Council), by ANR Projects ERINOH and POLARIS. We thank ANR (Agence Nationale de la Recherche), the French National Program «Ecosphère Continentale», and INSU-CNRS for their financial supports. The Ph-D thesis of A. Bolève is supported by FUGRO and ANRT. We thank EDF for the access to their site and financial support. We thank Hakim Bentoumia and Julien Lafargue for their help in the field and Per Christian Hansen for fruitful discussions. We thank the Associate Editor, Andreas Kemna, and two anonymous Referees for their comments. This work is dedicated to the memory of R.F. Corwin.

## References

- AlSaigh N.H., Mohammed Z.S., Dahham M.S. 1994. Detection of water leakage from dams by self-potential method. *Engineering Geology* 37(2), 115-121.
- Arora T., Revil A., Linde N., Castermant J. 2007. Non-intrusive determination of the redox potential of contaminant plumes using the self-potential method. *Contaminant Hydrology* 92, 274-292.
- Berube A.P., 2007. A graphical 3D finite element program for modelling self-potentials generated by flow through a porous medium. *J. Environmental and Engineering Geophysics* 12(2), 185-197.
- Bolève A., Crespy A., Revil A., Janod F., Mattiuzzo J. L. 2007a. Streaming potentials of granular media: Influence of the Dukhin and Reynolds numbers. *J. Geophys. Res.* 112, B08204, doi:10.1029/2006JB004673.
- Bolève A., Revil, A. Janod F., Mattiuzzo J. L., Jardani A., 2007b. Forward modeling and validation of a new formulation to compute self-potential signals associated with ground water flow. *Hydrology and Earth System Sciences* 11(5), 1661-1671, 2007b.
- Boulanger, O., Chouteau, M. 2001. Constraints in 3D gravity inversion. *Geophysical Prospecting* 49(2), 265-280
- Castermant J., Mendonça C.A., Revil A., Trolard F., Bourrié G., Linde N., 2008. Redox potential distribution inferred from self-potential measurements during the corrosion of a burden metallic body. *Geophysical Prospecting* 56, 269-282, doi:10.1111/j.1365-2478.2007.00675.x.
- Chasseriau, P., Chouteau M., 2003. 3D gravity inversion using a model of parameter covariance. *J. Applied Geophys.* 52(1), 59-74.
- Cho I.K., Yeom J.Y. 2007. Crossline resistivity tomography for the delineation of anomalous seepage pathways in an embankment dam. *Geophysics* 72(2), G31-G38.
- Corwin, R.F. 1985. The self-potential method and its engineering applications – An overview. *Geophysics* 50(2), 282-282.
- Corwin, R. F. 1997. The self-potential method for environmental and engineering applications: Geotechnical and environmental geophysics, in “Investigations in Geophysics”, 5, edited by H. Ward, Soc. Expl. Geophys., 1.
- Crespy A., Bolève A., Revil A. 2007. Influence of the Dukhin and Reynolds numbers on the apparent zeta potential of granular media. *Journal of Colloid and Interface Science* 305, 188-194.

- Fauchard C., Mériaux P. 2004. Geophysical and geotechnical methods for diagnosis flood protection dikes. Guide for implementation and interpretation. CEMAGREF Editions, Aix en Provence, Dec. 2004, ISBN 978-2-853-62643-9, 124 pages.
- Fell R., Wan C.F., Cyganiewicz J., Foster M., 2003. Time for development of internal erosion and piping in embankment dams. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering* 127(4), 307-314.
- Fell R., MacGregor P., Stapledon D. 1992. Geotechnical engineering of embankment dams. ISBN 90 5410 128 8, Balkema, Rotterdam, 675 pp.
- Gex P. 1980. Electrofiltration phenomena associated with several dam sites. *Bulletin of the Society Vaud Science and Nature* 357(75), 39-50.
- Hansen P.C., Sekii, T. Shibahashi H. 1992. The modified truncated-SVD method for regularization in general form. *SIAM J. Sci. Stat. Comput.* 13, 1142-1150.
- Jardani A. Revil A., Akoa F., Schmutz M., Florsch N., Dupont J.P. 2006b. Least-squares inversion of self-potential (SP) data and application to the shallow flow of the ground water in sinkholes. *Geophysical Research Letters* 33(19), L19306, doi: 10.1029/2006GL027458.
- Jardani A., Revil, A., Santos, F., Fauchard, C., Dupont, J.P. 2007a. Detection of preferential infiltration pathways in sinkholes using joint inversion of self-potential and EM-34 conductivity data. *Geophysical Prospecting* 55, 1-11, doi: 10.1111/j.1365-2478.2007.00638.x.
- Jardani A., Revil A., Bolève A., Dupont J.P., Barrash W., Malama B. 2007b Tomography of groundwater flow from self-potential (SP) data, *Geophysical Research Letters* 34, L24403, doi:10.1029/2007GL031907.
- Jardani A., Revil A., Bolève A., Dupont J.P., 2008. 3D inversion of self-potential data used to constrain the pattern of ground water flow in geothermal fields, *Journal of Geophysical Research* 113, B09204, doi: 10.1029/2007JB005302, 2008.
- Jouniaux L. Pozzi J.P. 1995. Streaming potential and permeability of saturated sandstones under triaxial stress – Consequences for electrotelluric anomalies prior to earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 100 (B6), 10197-10209.
- Li, Y., and Oldenburg D.W. 1998. 3-D inversion of gravity data, *Geophysics*, 63(1), 109-119.
- Linde N., A. Revil 2007. , Inverting residual self-potential data for redox potentials of contaminant plumes. *Geophysical Research Letters* 34, L14302, doi:10.1029/2007GL030084.



- Linde N., Jougnot D., Revil A., Matthäi S., Arora T., Renard D., Doussan C. 2007a. Streaming current generation in two-phase flow conditions. *Geophys. Res. Lett.* 34(3), L03306. doi: 10.1029/2006GL028878.
- Linde N., Revil A., Bolève A., Dagès C., Castermant J., Suski B., Voltz M., 2007b. Estimation of the water table throughout a catchment using self-potential and piezometric data in a Bayesian framework. *Journal of Hydrology* 334, 88-98.
- Loke M.H. Barker R. D. 1996. Rapid least-squares inversion of apparent resistivity pseudosections by a quasi-Newton method. *Geophysical Prospecting* 44, 131-152.
- Kemna, A., Binley, A., Slater L. 2004. Crosshole IP imaging for engineering and environmental applications. *Geophysics* 69(1), 97-107.
- Mendonça CA 2008. Forward and inverse self-potential modeling in mineral exploration. *Geophysics* 73(1), F33-F43.
- Merkler G.-P., H. Militzer, H. Hötzl, H. Armbruster, and J. Brauns (Eds), 1989. Detection of Subsurface Flow Phenomena. *Lecture Notes in Earth Sciences*, vol. 27, Springer, Berlin/Heidelberg, ISBN 978-3-540-51875-4, 514 pages.
- Menke W. 1989. *Geophysical Data Analysis: Discrete Inverse Theory*. International Geophysics Series, 45, Academic Press, London, 289 pp.
- Minsley B.J., Sogade J., Morgan F. D. 2007a. Three-dimensional self-potential inversion for subsurface DNAPL contaminant detection at the Savannah River Site, South Carolina. *Water Resour. Res.* 43, W04429, doi:10.1029/2005WR003996.
- Minsley B.J., Sogade, J. Morgan F.D. 2007b. Three-dimensional source inversion of self-potential data. *J. Geophys. Res.* 112, B02202, doi: 1029/2006JB004262.
- Mualem Y. 1986. Hydraulic conductivity of unsaturated soils: prediction and formulas. In *Methods of Soil Analysis*, Edited by A. Klute, American Society of Agronomy, Madison, Wisconsin 9(1), 799-823.
- Ogilvy A.A., Ayed M.A., Bogoslovsky V.A. 1969. Geophysical studies of water leakage from reservoirs. *Geophys Prospect* 22, 36–62.
- Oh S., Sun C.G. 2008. Combined analysis of electrical resistivity and geotechnical SPT blow counts for the safety assessment of fill dam. *Environmental Geology*. 54(1), 31-42, 2008.
- Panthulu T. V., Krishnaiah C., Shirke J.M. 2001. Detection of seepage paths in earth dams using self-potential and electrical resistivity methods. *Engineering Geology* 59(3-4), 281-295.

- Pengra D.B., Li S.X., Wong P.-Z. 1999. Determination of rock properties by low-frequency AC electrokinetics. *J. Geophys. Res.* 104(B12), 29,485-29,508.
- Petiau, G. 2000. Second generation of lead-lead chloride electrodes for geophysical applications. *Pure Appl. Geophys.* 157, 357– 382.
- Rath V, Mottaghy D. 2007. Smooth inversion for ground surface temperature histories: estimating the optimum regularization parameter by generalized cross-validation. *Geophysical Journal International* 171(3), 1440-1448.
- Revil A., Linde N., Cerepi A., Jougnot D., Matthäi S., Finsterle, S., 2007. Electrokinetic coupling in unsaturated porous media. *J. Coll. Interf. Sci.* 313(1), 315-327.
- Revil A., Leroy P. Titov K., 2005. Characterization of transport properties of argillaceous sediments. Application to the Callovo-Oxfordian Argillite. *J. Geophys. Res.* 110, B06202, doi: 10.1029/2004JB003442.
- Revil A., Leroy P. 2004. Governing equations for ionic transport in porous shales. *Journal of Geophysical Research* 109, B03208, doi: 10.1029/2003JB002755.
- Revil, A., Hermitte D., Voltz M., Moussa R., Lacas J.-G., Bourrié G., Trolard F. 2002. Self-potential signals associated with variations of the hydraulic head during an infiltration experiment. *Geophysical Research Letters* 29(7), 1106, doi: 10.1029/2001GL014294.
- Revil A., Schwaeger H., Cathles L.M., Manhardt P. 1999. Streaming potential in porous media. 2. Theory and application to geothermal systems. *Journal of Geophysical Research* 104(B9), 20,033-20,048.
- Revil A. 1999. Ionic diffusivity, electrical conductivity, membrane and thermoelectric potentials in colloids and granular porous media: a unified model. *Journal of Colloid and Interface Science* 212, 503-522.
- Richards L. A. 1931. Capillary conduction of liquids through porous media. *Physics* 1, 318-333.
- Rizzo E., Suski B., Revil A., Straface S., Troisi S., 2004. Self-potential signals associated with pumping-tests experiments. *J. Geophys. Res.* 109, B10203, doi: 10.1029/2004JB003049.
- Rozycki A., Fonticiella J.M.R., Cuadra A. 2006. Detection and evaluation of horizontal fractures in Earth dams using self-potential method. *Engineering Geology* 82(3), 145-153.
- Rozycki A. 2008. Evaluation of the streaming potential effect of piping phenomena using a finite cylinder model. *Engineering Geology*, in press.

- Sheffer M.R., Howie J.A. 2003. A numerical modelling procedure for the study of the streaming potential phenomenon in embankment dams, Symposium on the Application of Geophysics to Engineering and Environmental Problems, San Antonio, 475-487.
- Sheffer M.R., J.A. Howie 2001. Imaging subsurface seepage conditions through the modeling of streaming potential, Proceedings of 54<sup>th</sup> Canadian Geotechnical Conference, Calgary, P. 1094-1101.
- Sheffer M.R., Oldenburg D.W. 2007. Three-dimensional modeling of streaming potential. *Geophysical Journal International* 169(3), 839-848.
- Sheffer M., 2007. Forward modeling and inversion of streaming potential for the interpretation of hydraulic conditions from self-potential data. Ph-D Thesis, the University of British Columbia.
- Sill W.R. 1983. Self-potential modeling from primary flows. *Geophysics* 48(1), 76-86.
- Sjodahl P., Dahlin T., Johansson, S. 2005. Using resistivity measurements for dam safety evaluation at Enemossen tailings dam in southern Sweden. *Environmental Geology* 49(2), 267-273.
- Sjodahl P., Dahlin T., Zhou B. 2006. 2.5D resistivity modeling of embankment dams to assess influence from geometry and material properties. *Geophysics* 71(3), G107-G114.
- Suski, B., Revil A., Titov K., Konosavsky P., Dagès C., Voltz M., Huttel O., 2006. Monitoring of an infiltration experiment using the self-potential method. *Water Resources Research* 42, W08418, doi:10.1029/2005WR004840.
- Spinelli L. 1999. Analyse Spatiale de l'Activité Electrique Cérébrale: Nouveaux Développements, Ph-D Thesis (in French), Université Joseph Fourier-Grenoble I, 136 pp.
- Tayfur G., Swiatek D., Wita A., Singh V.P. 2005. Case study: Finite element method and artificial neural network models for flow through Jeziorsko earthfill dam in Poland. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE* 131(6), 431-440.
- Titov K., Revil A., Konasovsky P., Straface S., Troisi S. 2005. Numerical modeling of self-potential signals associated with a pumping test experiment. *Geophysical Journal International* 162, 641-650.
- Ursat, P. 1995. Le Perméafor, un appareil bien adapté à l'analyse des fuites dans les digues en terre, 11<sup>th</sup> European meeting in mechanical Engineering and Foundation Technics, May 28<sup>th</sup>-June 1<sup>st</sup>, 1995, Copenhagen.
- Ursat, P. 1992. Le Perméafor: appareillage de diagraphie de perméabilité. *Bulletin de Liaison des Pont et Chaussées* 178, Réf 3641, 19-26.

- van Genuchten M.T. 1980. A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils. *Soil Sci. Soc.* 44, 892-898.
- Wan C.F., Fell R. 2008. Assessing the potential of internal instability and suffusion in embankment dams and their foundations. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering* 134(3), 401-407.
- Wilt M.J., Corwin R.F. 1989. Numerical modeling of self-potential anomalies due to leaky dams: Model and field examples. In: *Lecture Notes in Earth Sciences*, Vol. 27, ed. Merkle GP et al., Detection of subsurface flow phenomena, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg: 73-89.

#### 4.6. Conclusion de l'article de Near Surface Geophysics

Dans le cadre de l'étude de cette digue, l'utilisation combinée de l'information de résistivité électrique et de PS a permis d'estimer par méthode inverse un débit de fuite.

L'originalité de cette étude réside dans l'utilisation de mesures géotechniques (mesures de perméabilité notamment) qui ont permis d'évaluer :

- i. d'une part l'excès de charge par unité de volume poral  $Q_v$ , nécessaire au passage d'une densité de courant source  $\mathbf{J}_s$  à la vitesse d'écoulement  $\mathbf{U}$  du fluide ( $\mathbf{U} = \frac{\mathbf{J}_s}{Q_v}$ ),
- ii. d'autre part la profondeur d'une zone de faiblesse, en termes de perméabilité, qui permet, dans une certaine mesure, de valider l'estimation de la profondeur du passage de la zone d'écoulement préférentiel obtenue par méthode inverse.

Deux informations indépendantes, l'une géotechnique et l'autre géophysique, qui se recoupent, permettent de donner une crédibilité plus importante à la méthode d'estimation des débits de fuite par méthode inverse.

Cet article montre aussi une nouvelle relation intéressante entre l'excès de charges par unité de volume poral  $Q_v$  et la perméabilité  $k$  d'un milieu. Une relation loi puissance semble se dégager entre ces deux paramètres. Ainsi, plus un milieu sera perméable et plus le terme  $Q_v$  sera faible, et inversement. La densité de courant source  $\mathbf{J}_s$  augmente peu à peu avec la perméabilité en termes d'amplitude comme nous l'avons montré dans la **Figure 2.3** du **Chapitre 2**. De faibles perméabilités induisent des écoulements  $\mathbf{U}$  généralement faibles mais compensés alors par des valeurs relativement élevées de  $Q_v$  et inversement.

Ce tronçon de digue illustre bien les effets anthropiques perturbateurs décrits dans le paragraphe § 1.5 du **Chapitre 1** concernant les autres sources de signaux PS. En effet, la présence d'un piézomètre à tubage métallique, proche de notre surface d'investigation, a influencé très localement (et en dehors de notre zone de recherche principale) les mesures PS. On observe alors une chute du potentiel électrique d'environ 25 mV au point de mesure le plus proche du piézomètre dont l'influence sur les données s'étend dans un rayon d'environ 3 mètres. Ceci est un exemple concret de l'influence d'une autre source que celle recherchée.

Dans ce cas précis, la localisation visuelle du piézomètre a permis d'identifier rapidement la nature électro-redox du signal. Ce site d'étude montre bien l'importance de la présence des sources de potentiel d'oxydoréduction au niveau des ouvrages hydrauliques.



## Chapitre 5

### La polarisation spontanée : une méthode active!

---

Comme nous l'avons vu au **Chapitre 1**, les signaux PS sont générés dans le cas d'une zone d'infiltration préférentielle par un phénomène d'électrofiltration. Un équilibre s'établit entre le terme convectif et le terme de conduction correspondant à la Loi d'Ohm. Le terme convectif est contrôlé par un paramètre propre au matériau, l'excès de charge par unité de volume poral  $Q_v$  ( $C\ m^{-3}$ ), et par la vitesse de Darcy  $U$  ( $m\ s^{-1}$ ). Concernant le terme de conduction, celui-ci se compose du produit du champ électrique  $E$  ( $V\ m^{-1}$ ) par la conductivité électrique du milieu  $\sigma$  ( $S\ m^{-1}$ ). Dans le cadre de ce chapitre, nous cherchons à influencer le signal électrique lors d'une acquisition en monitoring PS (le suivi dans le temps des variations du potentiel électrique) dans un but de reconnaissance précise d'une anomalie liée à un écoulement préférentiel dans un signal PS bruité par les hétérogénéités de résistivité électrique. Cette procédure peut s'avérer très utile dans le cas d'une localisation d'une zone d'écoulement préférentielle. En effet, dans le cadre d'une investigation sur des ouvrages hydrauliques (comme dans le cas des mesures réalisées sur la digue du sud-est de la France, au **Chapitre 4**), deux types de signaux électriques apparaissent de manière très courante: les signaux électrocinétiques (ceux qui nous intéressent plus particulièrement) et les signaux électro-redox. Une méthode qui serait capable de distinguer de manière univoque les signaux provenant de l'une ou l'autre de ces deux sources, permettrait d'éviter de nombreuses erreurs d'interprétation. De manière générale, l'amplitude des signaux issus du phénomène électro-redox est de l'ordre de la centaine de millivolt, ce qui les rend a priori aisément différenciables vis-à-vis des signaux de nature électrocinétique de moindre amplitude. Néanmoins, concrètement sur le terrain, la distinction peut s'avérer délicate. D'autre part, il est à noter qu'une signature électro-redox peut parfois signaler de manière indirecte une dégradation des infrastructures de l'ouvrage et par conséquent, des zones de fragilité qu'il convient alors de surveiller.

Ce chapitre explique comment influencer les signaux PS dans le but de localiser et/ou d'estimer des débits de fuite au travers de campagnes d'études géophysiques sur deux ouvrages qui offraient différentes possibilités d'interventions.

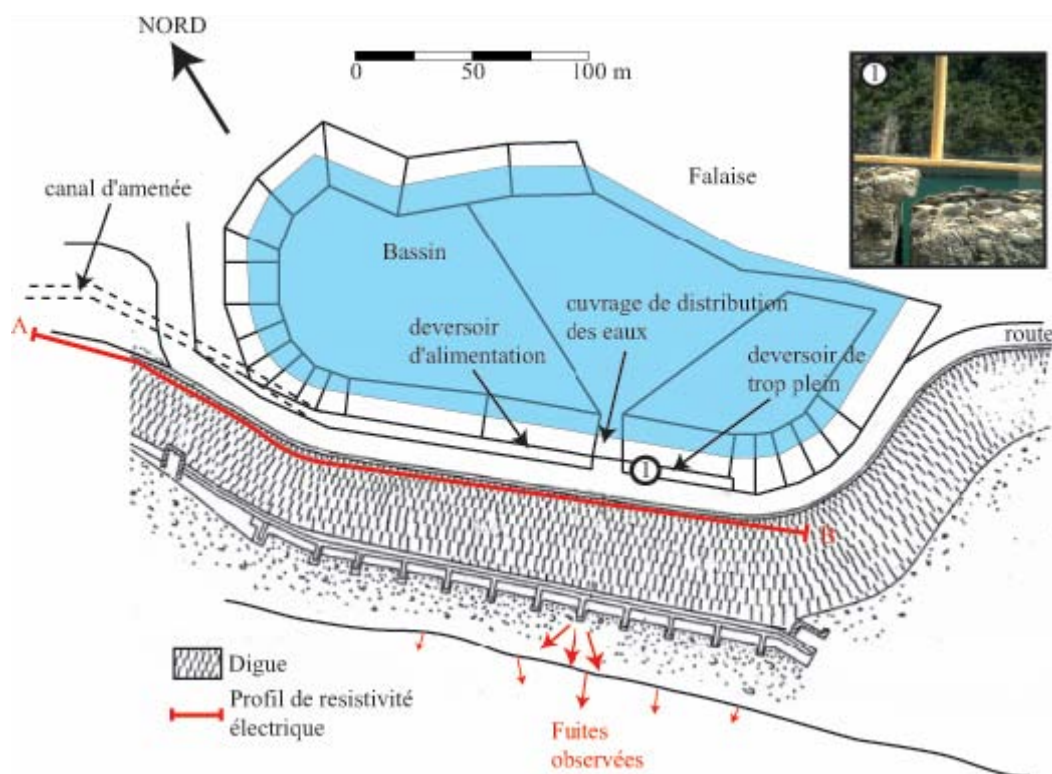


## 5.1. L'influence par modification du terme de convection

Il s'agit ici d'“agir” de manière directe sur le terme de convection afin de modifier indirectement mais volontairement le signal PS mesuré. Voilà pourquoi le terme de polarisation spontané “active” est employé ici, car l'opérateur “agit”, influence le signal afin d'arriver à un objectif précis. La modification du terme de convection passe obligatoirement par la modification d'un ou plusieurs termes le constituant (ici soit le terme d'excès de charge par unité de volume poral  $Q_v$ , soit la vitesse de Darcy  $U$ ). Le terme d'excès de charge est propre au matériau et il paraît difficile d'agir directement sur celui-ci. En revanche, la vitesse de Darcy  $U$ , peut, quant à elle, être perturbée, modifiée, voire contrôlée, sur certains sites qui offrent cette possibilité. C'est le cas du site d'étude présenté ici (**Site B**).

### 5.1.1. Présentation du site d'étude

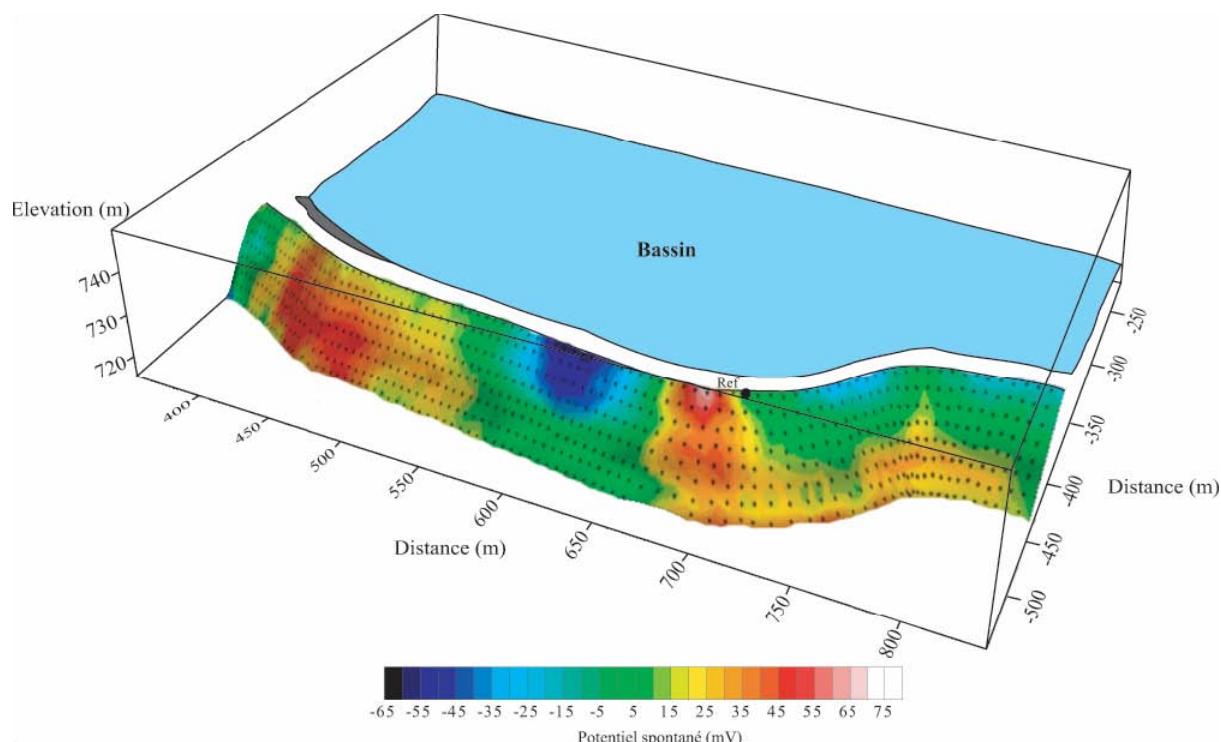
Le site est localisé dans le sud-est de la France. Il s'agit d'un bassin de compensation permettant d'avoir une réserve d'eau de l'ordre de  $65\,000\text{ m}^3$  à proximité d'une usine de production électrique. Ce bassin est construit en contrebas d'une falaise naturelle et se trouve encaissé entre cette falaise et une digue principale constituant en grande partie le pourtour de l'ouvrage. La longueur de la digue est d'environ 300 mètres pour une hauteur pouvant atteindre 12 mètres. La géométrie de l'ouvrage ainsi que ses dimensions sont présentées sur la **Figure 5.1**. Il s'agit d'une digue sèche constituée d'alluvions pluri-centimétriques (de diamètre supérieur à 300 millimètres) compactés par couches de 50 centimètres. L'étanchéité côté amont est assurée par la présence de dalles béton de 6 x 4 mètres et de 20 centimètres d'épaisseur. Entre ces dalles béton et les alluvions se positionne un perré de pierres posées à la main, de diamètre là aussi supérieur à 300 millimètres. Le radier de cet ouvrage est aussi constitué de dalles béton de 10 x 10 mètres. Le parement extérieur présente une pente de 2 pour 3 et le parement intérieur une pente de 1 pour 1. Au niveau de cet ouvrage, des résurgences sont observées en aval, au pied de la digue principale. Une estimation des pertes hydriques a été effectuée avec une évaluation de débit de l'ordre de  $0.9\text{ à }1\text{ m}^3\text{ s}^{-1}$  (évaluation réalisée en mesurant les baisses du niveau d'eau dans les bassins avec les vannes fermées).



**Fig. 5.1-** Schéma de la configuration du site d'étude.

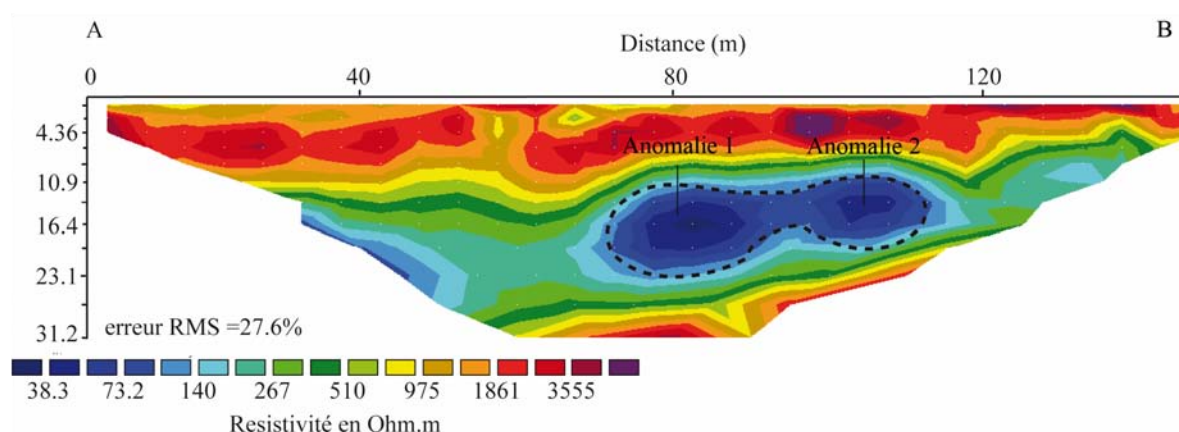
### 5.1.2. Campagne d'investigation géophysique

Sur ce site, l'investigation géophysique s'est déroulée en deux étapes. Une première étape a consisté à la prise de mesures PS sous forme d'une cartographie englobant toute la surface du parement aval de la digue. Ces mesures ont été réalisées à l'aide d'électrodes impolarisables de type "Petiau" [2000] et d'un voltmètre METRIX (sensibilité 0.1 mV, impédance 100 MΩ). Cette cartographie se compose de 8 profils d'une longueur de 230 mètres chacun, parallèles au linéaire de digue, et espacés d'environ 2 mètres. Sur chaque profil, l'échantillonnage PS a été effectué tous les 2.5 mètres, constituant alors une cartographie PS d'un total de 744 points de mesure. L'électrode de référence est localisée à proximité de la crête, dans le virage est de la digue (**Figure 5.2**).



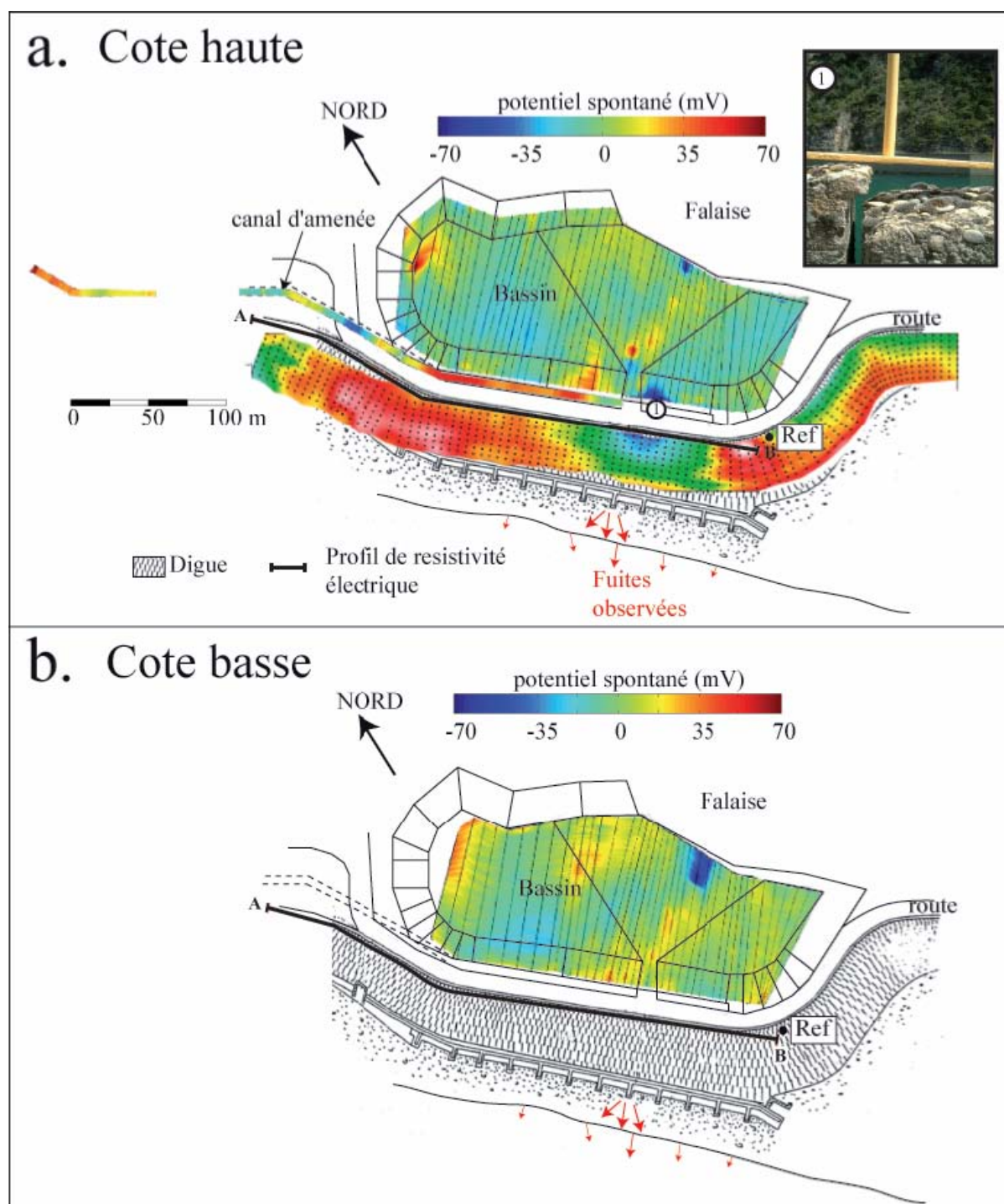
**Fig. 5.2-** Cartographie de potentiel spontané du parement aval de digue sur fond topographique.

Cette première campagne de mesures s'est accompagnée de la réalisation d'un panneau de résistivité électrique de 32 électrodes, positionné en crête de digue (**Figure 5.1**). L'espacement entre électrodes est de 5 mètres. Le protocole de mesure utilisé est le dipôle-dipôle et l'appareil de mesure est un SYSCAL (IRIS Instrument). La distribution de résistivités électriques ainsi obtenue est présentée en **Figure 5.3**.



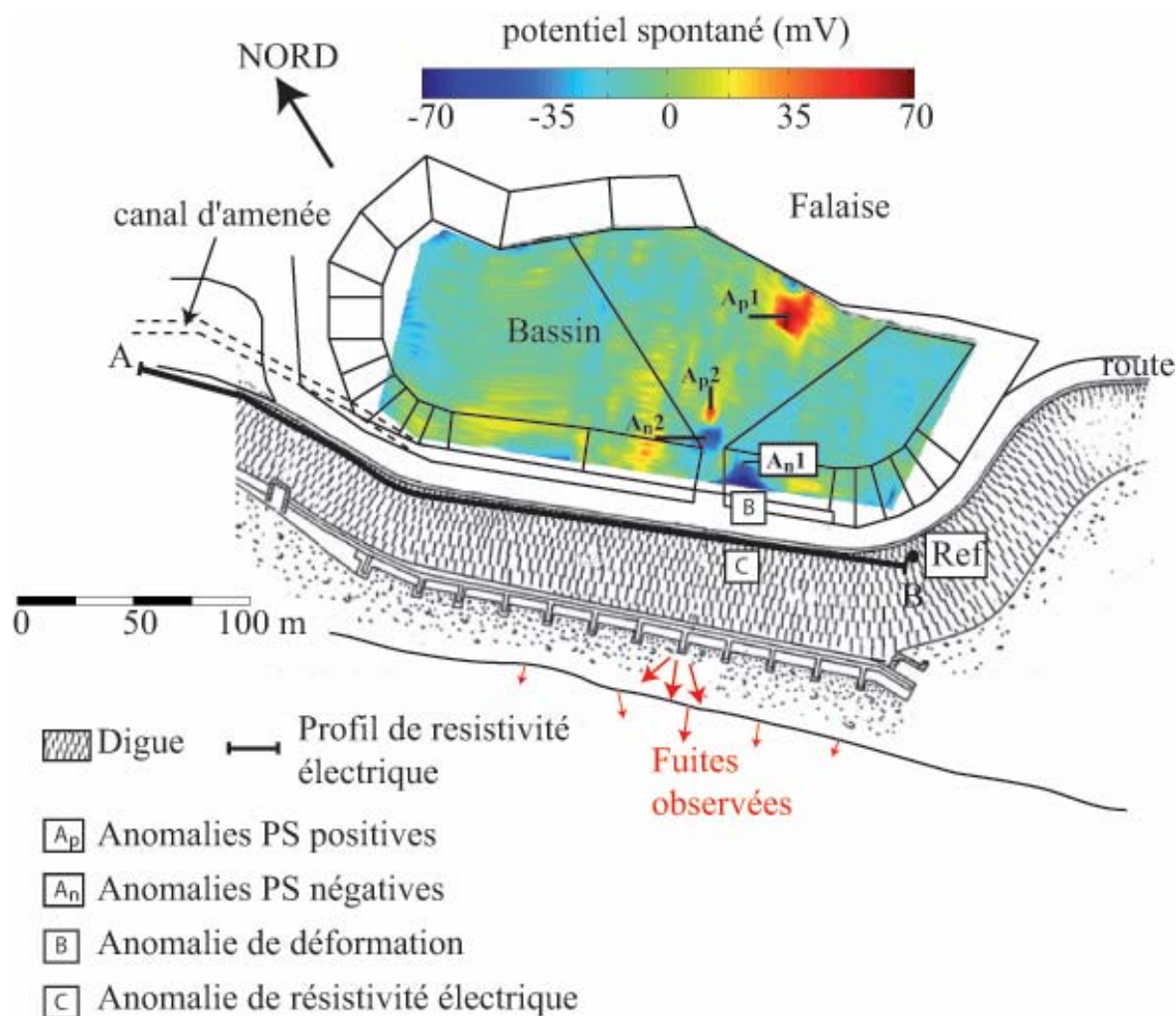
**Fig. 5.3-** Pseudo-section de résistivités électriques obtenue par inversion des données de résistivité apparentes du profil AB (réalisée à l'aide du logiciel RES2DINV, Loke et Barker 1996). La zone délimitée par les pointillés désigne une zone suspecte de fuite.

L'objectif de cette première campagne de mesures était de caractériser l'environnement aval de l'ouvrage. Par la suite, une seconde campagne s'est concentrée sur la retenue elle-même et a consisté à la prise de mesures dans le bassin de compensation. C'est à ce niveau d'investigation que le terme PS "active" prend tout son sens. En effet, l'intérêt majeur de ce site réside dans la capacité de l'ouvrage à se remplir et se vidanger en quelques heures seulement (cette capacité de contrôle de l'ouvrage correspond d'ailleurs à ce que les anglosaxons appellent flexibilité). Il est en effet possible de contrôler le gradient hydraulique du bassin et, par conséquent, la vitesse de Darcy  $U$  qui s'exprime au travers de la zone de fuite. On voit clairement ici qu'une cartographie différentielle du potentiel spontané effectuée en eau entre la cote haute et la cote basse du bassin permettrait une localisation précise des signaux issus de l'électrofiltration, donc des fuites. C'est le protocole qui a été retenu pour la recherche de fuite. Les deux cartographies (cote haute et cote basse) ont elles aussi été réalisées à l'aide de deux électrodes Petiau, avec la même référence que pour les mesures à terre de la première campagne. Concernant l'acquisition proprement dite, une carte d'acquisition National Instrument NI USB-6218 a été utilisée (250 000 échantillons/sec, impédance : 10 G $\Omega$ ). Cette carte d'acquisition est pilotée par PC via une prise USB et un logiciel développé sous LabView. Les deux cartographies ont été réalisées avec le même protocole de mesures, à savoir une fréquence d'échantillonnage de 200 Hz, avec une mesure moyenne conservée toutes les secondes. Concrètement, les mesures en eau dans le bassin ont été effectuées à l'aide d'une électrode tractée au fond de la retenue (la position de l'électrode de mesure est alors déterminée par une acquisition GPS réalisée en continue). La cartographie réalisée à cote basse se compose d'une quarantaine de profils perpendiculaires au linéaire principal de la digue. Celle effectuée le lendemain à cote haute comprend, quant à elle, environ cinquante profils. En plus de ces deux cartographies, des valeurs de PS ont été mesurées le long du canal d'alimentation en eau du bassin. Ces différents résultats sont présentés en **Figure 5.4 a, b**. La **Figure 5.5** représente quant à elle le différentiel entre les deux cartographies PS (PS\_cote haute – PS\_cote basse).



**Fig. 5.4-** **a.** Cartographie de potentiel spontané en eau dans le bassin de compensation à cote haute et dans le canal d'alimentation de l'ouvrage. **b.** Cartographie de potentiel spontané en eau du bassin à cote basse. On notera la différence de surface cartographiée qui est moindre à cote basse, en accord avec une surface en eau plus faible qu'à cote haute.



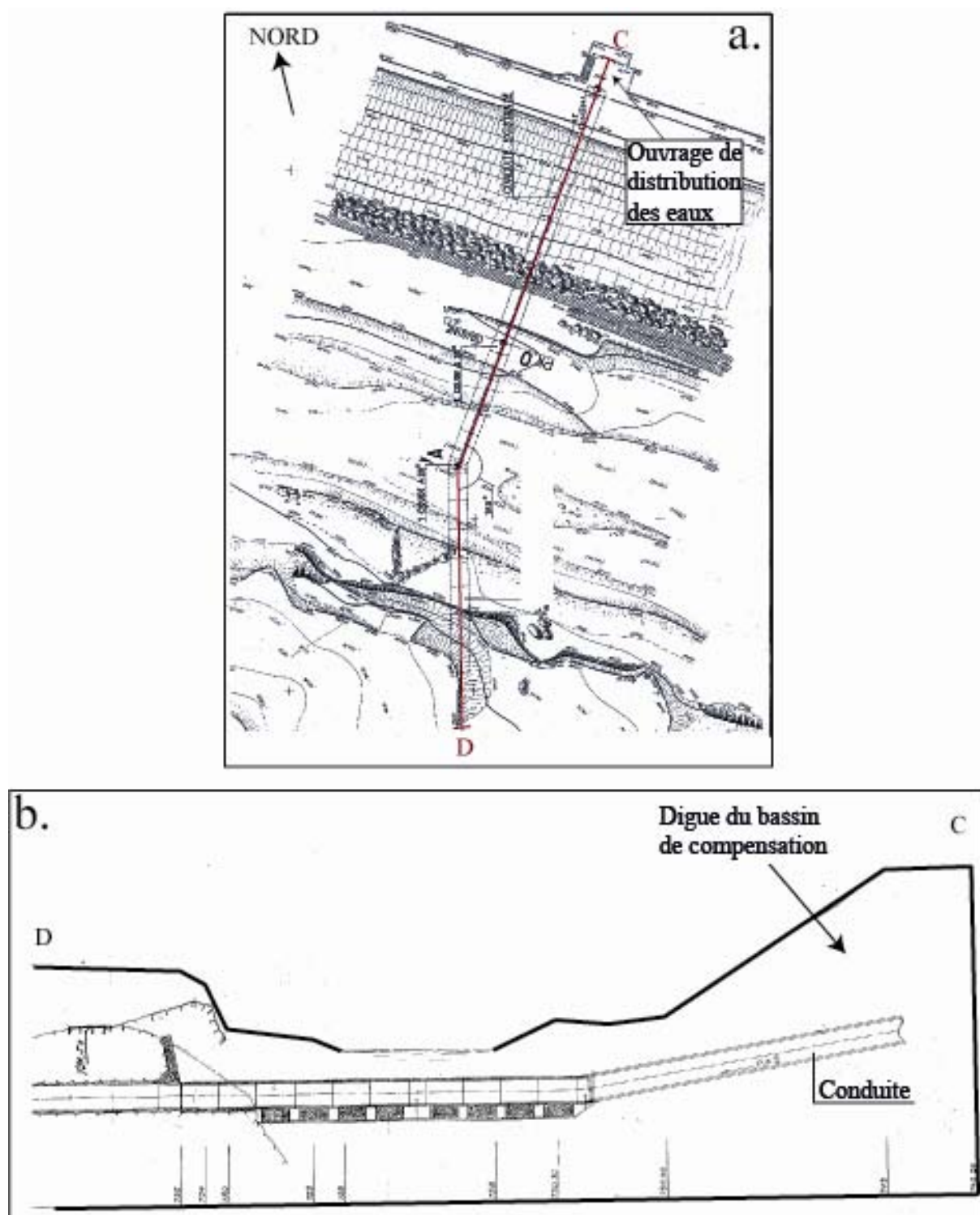


**Fig. 5.5-** Cartographie différentielle (haut-bas) du potentiel spontané. Les anomalies négatives correspondent aux zones suspectes de fuite et la forte anomalie positive  $A_{p1}$  correspond à la présence d'un câble métallique qui plonge dans le bassin.

### 5.1.3. Résultats et interprétations

Les résultats de ces deux campagnes montrent plusieurs anomalies. Intéressons-nous tout d'abord à la cartographie PS du parement aval de la digue. Il est clair qu'une anomalie négative majeure apparaît à proximité du déversoir de l'ouvrage, vers le virage est de la digue. Avant toute interprétation hâtive, et au vu de l'amplitude de cette anomalie de plusieurs dizaines de millivolts, il est, à ce stade, nécessaire de répertorier les éventuelles structures (canalisations ou autres) présentes dans la zone d'investigation. Par cette étude de site, nous

avons pu relier cette forte anomalie négative à la présence d'une conduite perpendiculaire à l'ouvrage et le traversant depuis l'amont vers l'aval comme le montre la **Figure 5.6 a, b** qui présente une vue en plan et une coupe verticale de l'ouvrage à ce niveau.



**Fig. 5.6- a.** Vue en plan du passage de la conduite sous l'ouvrage. **b.** Vue en coupe du passage de la conduite le long du profil CD.

Il paraît donc difficile à ce stade de différencier un signal d'origine électrocinétique d'un signal électro-redox manifestement très présent. Il reste donc sur cette anomalie une suspicion de fuite qui peut être reliée à la détérioration de la canalisation. Le profil de résistivité électrique qui passe à l'aplomb de cette forte anomalie de PS présente des signatures de résistivité électrique là aussi intéressantes, avec des zones plus conductrices de l'ordre de 30-40 Ohm.m. L'anomalie de résistivité électrique n°1 indiquée sur la **Figure 5.3** du panneau électrique semble correspondre à la présence de cette conduite. En revanche, les faibles valeurs de résistivité au niveau de l'anomalie n°2 (**Figure 5.3**) pourraient signer la présence d'un matériau plus poreux et donc plus conducteur. Concernant cette large zone d'anomalie, clairement identifiée par le potentiel spontané et confirmée par le panneau électrique, la deuxième campagne de mesures apporte des réponses supplémentaires qui viennent conforter l'hypothèse de la présence d'une zone d'écoulement préférentiel à cet endroit. En effet, la cartographie PS différentielle montre principalement deux anomalies :

- i. Une anomalie positive notée **A<sub>p</sub>1** au nord-est du bassin qui est reliée à la présence d'un câble de terre provenant d'un pylône de ligne à haute tension situé au sommet de la falaise. Cette anomalie est ici clairement identifiée et ne rentre donc pas en compte dans l'interprétation de signaux qui auraient une signature électrocinétique.
- ii. Une anomalie négative notée **A<sub>n</sub>1**, à l'est du déversoir du bassin en face de l'anomalie mesurée à terre sur le parement aval, qui apparaît à cote haute mais qui disparaît lors des mesures à cote basse. Il semble que l'anomalie localisée à ce niveau soit à relier à une zone d'infiltration (le potentiel électro-redox ne changeant pas a priori avec la variation de hauteur d'eau dans le bassin).

Il existe donc sur ce site une zone caractérisée par la présence de plusieurs anomalies notées **A<sub>n</sub>1**, B et C (**Figures 5.5**) qui semblent indiquer la présence d'une infiltration avec une dégradation de l'ouvrage et de la canalisation située au même endroit. En plus de ces indications indirectes données par la géophysique, une autre donnée peut être ajoutée au problème. En effet, le bassin est clôturé par une barrière métallique afin de prévenir le risque de chute. Or, cette barrière présente, à l'aplomb de l'anomalie PS du bassin, une déformation verticale de l'ordre de 10 centimètres.



En conclusion, le site présente plusieurs anomalies localisées au niveau d'une même zone, ce qui suggère un écoulement préférentiel majeur (anomalie PS, anomalie de résistivité électrique et une anomalie topographique liée à la déformation de la barrière de sécurité). Ce site montre aussi très bien l'intérêt d'une cartographie PS différentielle, puisqu'elle a permis de conforter l'hypothèse de la présence d'une zone d'écoulement "masquée" par la présence d'un fort signal électro-redox issu de la canalisation. La présence d'une zone de fragilité dans le bassin, laissant s'infiltrer l'eau dans le corps de digue suivant un plan d'hétérogénéité de contact canalisation/alluvions, semble être le scénario le plus convaincant au vu des divers résultats acquis sur le site.

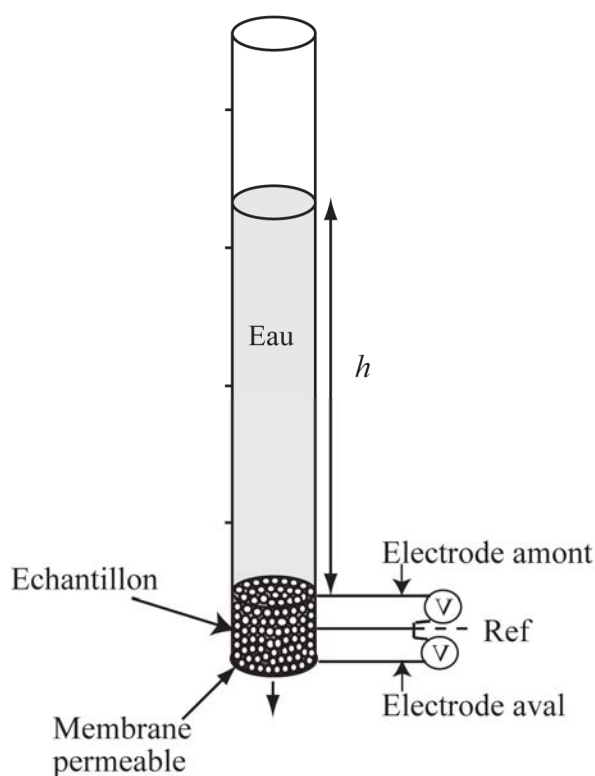
## **5.2. L'influence par modification du terme de conduction**

La deuxième possibilité en termes de contrôle du signal PS est d'influencer les conditions non plus hydriques du problème mais cette fois-ci électriques. Cette influence peut alors s'effectuer sur le terme de conduction de l'expression de la densité de courant (loi d'Ohm) ; nous intervenons alors sur la conductivité électrique du milieu par l'intermédiaire de la conductivité électrique de la solution traversant le milieu poreux. Lors d'un écoulement en milieu poreux, un équilibre s'établit entre le terme de conduction et le terme de convection laissant apparaître un champ électrique plus ou moins intense en surface. L'évolution temporelle de ce champ électrique peut alors être mesurée en surface (et/ou dans des forages) à fréquence d'acquisition élevée. Une brusque augmentation de la conductivité électrique de la solution traversant le milieu poreux (saumure par exemple) aurait pour conséquence une augmentation du terme de conduction au détriment du terme de convection, provoquant une annulation partielle ou totale de la densité de courant et, de ce fait, du champ électrique. Nous avons donc là un moyen simple ("actif") d'influencer les signaux de potentiel spontané. La finalité d'une telle mise en œuvre est bien sûr de permettre d'évaluer dans un premier temps la zone de passage de la fuite et dans un second temps, au vu du temps de passage de la saumure, la perméabilité du milieu.

### **5.2.1. Mesures expérimentales**

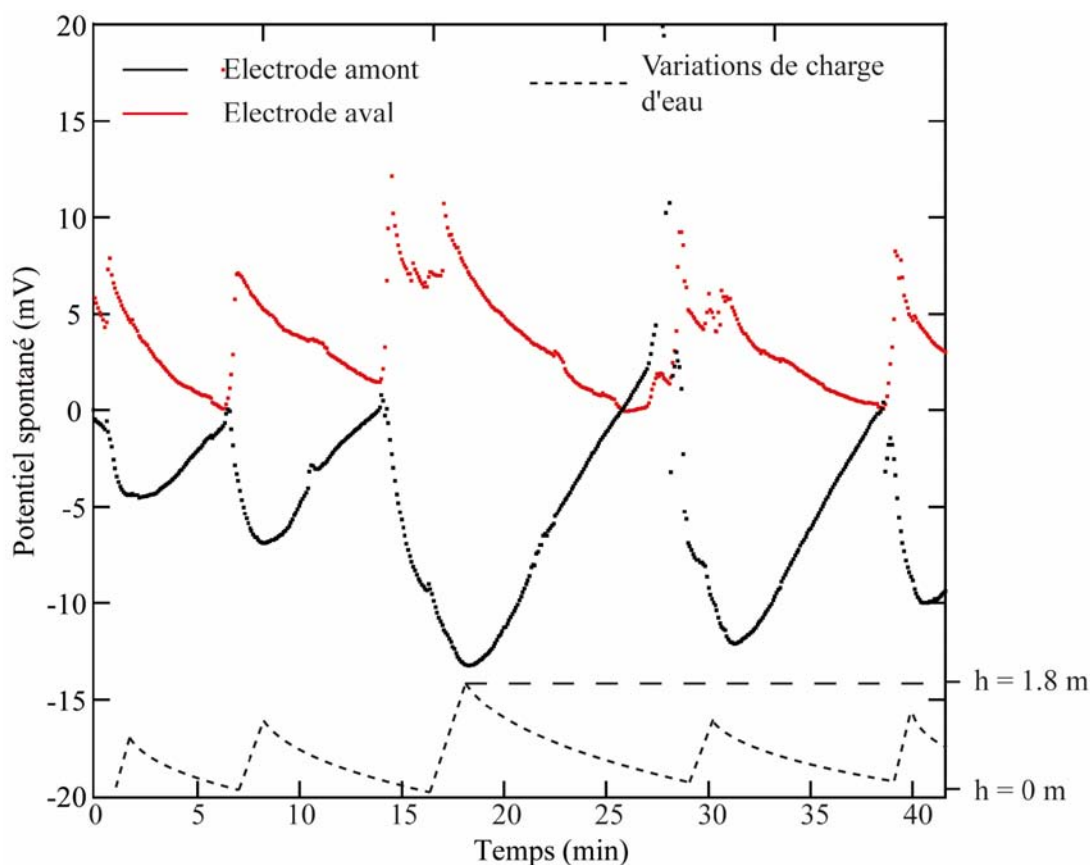
Afin de conforter cette théorie, plusieurs expérimentations en laboratoire ont été réalisées. Une première expérience a consisté à évaluer l'amplitude du signal PS par la mesure

du dipôle électrique généré par un écoulement dans un matériau poreux. A cet effet, un échantillon sableux est placé dans une colonne PVC et soumis à une charge de pression d'eau d'environ 2 mètres. Une électrode de référence est alors disposée au centre de l'échantillon tandis que deux autres électrodes mesurent simultanément le potentiel électrique en amont et aval de l'échantillon (**Figure 5.7**).



**Fig. 5.7-** Schéma du dispositif de mesure.

La **Figure 5.8** montre les variations du dipôle électrique en accord avec des variations de charge de pression d'eau imposées.

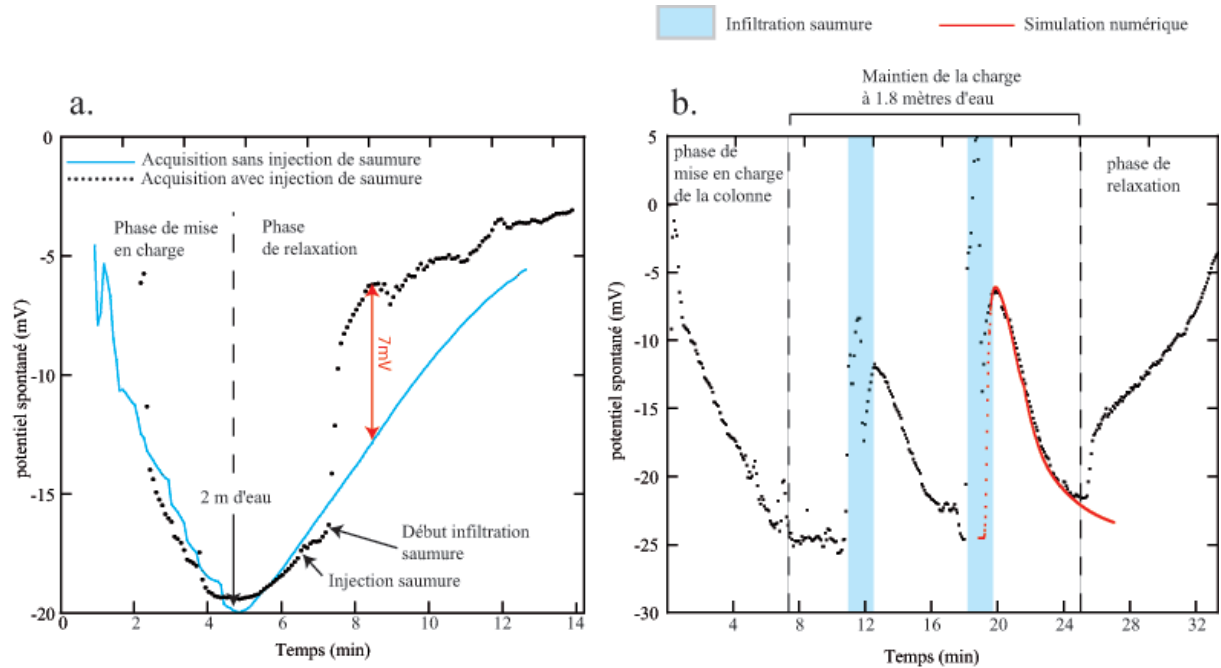


**Fig. 5.8-** Mesures du dipôle électrique en fonction du temps en amont et aval d'un échantillon sableux de 20 cm de hauteur soumis à une charge de pression d'eau variable (évaluation de la charge).

L'amplitude totale et maximale ainsi mesurée entre le signal de l'électrode de mesure amont et celui de l'électrode de mesure aval est de l'ordre de 25 mV (au temps  $t = 18$  mn). Les valeurs de potentiel électrique entre l'électrode amont et l'électrode aval se rejoignent pour une charge de pression d'eau nulle dans la colonne et s'éloignent lorsque la pression augmente progressivement.

Une autre expérimentation a consisté à mesurer le potentiel électrique (là aussi sous forme d'un monitoring) aux bornes du même échantillon de sol mais avec uniquement deux électrodes, l'électrode de référence étant placée en aval de l'échantillon (prenant ainsi la place occupée par l'électrode de mesure aval lors de la première expérience) et l'électrode de mesure en amont. Suite à la mise en charge de cette colonne PVC, une injection de solution saline a été effectuée en son centre afin d'en observer et mesurer l'influence sur les mesures. Les résultats sont présentés en **Figure 5.9 a, b**. La **Figure 5.9 a** montre l'effet du passage de la saumure lors d'une phase où la charge de pression d'eau diminue naturellement de manière

gravitaire. La **Figure 5.9 b** montre, quant à elle, l'effet du passage de deux injections successives de saumure dans l'échantillon soumis une pression constante de 1.8 mètre d'eau. Ces expériences montrent très bien l'atténuation, voire l'annulation, du signal PS par l'augmentation de la conductivité électrique du milieu engendrée par la saumure.



**Fig. 5.9- a.** Comparaison entre potentiel électrique mesuré pendant une phase de mise en charge de l'échantillon et une phase de vidange avec et sans injection de saumure. **b.** Comparaison entre potentiel électrique mesuré suite au passage d'une saumure dans un échantillon soumis à une charge constante et la simulation numérique associée.

Une simulation numérique a également été réalisée à l'aide du code d'éléments finis COMSOL Multiphysics 3.3. afin de mettre en comparaison les résultats expérimentaux avec la théorie. Concernant la partie électrique du problème, la densité de courant électrique totale  $\mathbf{J}$  est donnée par la loi d'Ohm généralisée (Linde et al., 2007a; Revil et al., 2007; Bolève et al., 2007b),

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} + Q_v \mathbf{U}, \quad (5.1)$$

où  $\mathbf{E} = -\nabla \phi$  est le champ électrique ( $\text{V m}^{-1}$ ), avec  $\phi$  le potentiel électrique (V),  $\sigma$  la conductivité électrique du matériau à saturation,  $Q_v$  l'excès de charge par unité de volume

poral à saturation ( $\text{C m}^{-3}$ ) et  $\mathbf{j}_s = Q_v \mathbf{U}$  la densité de courant source (d'écoulement) ( $\text{A m}^{-2}$ ). L'équation de conservation de la charge est :

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0. \quad (5.2)$$

Nous considérons l'évolution de la conductivité électrique de l'eau porale par la relation semi-empirique de Sen et Goode [1992] :

$$\sigma_f(C_f; T) = (d_1 + d_2 T + d_3 T^2) C_f - \frac{d_4 + d_5 T}{1 + d_6 C_f} (C_f)^{3/2}, \quad (5.3)$$

où  $d_1 = 5.6$ ,  $d_2 = 0.27$ ,  $d_3 = -1.51 \times 10^{-4}$ ,  $d_4 = 2.36$ ,  $d_5 = 0.099$ ,  $d_6 = 0.214$ ,  $\sigma_f$  est la conductivité électrique du fluide en  $\text{S m}^{-1}$ ,  $T$  est la température en  $^\circ\text{C}$  et  $C_f$  est la salinité en  $\text{mol L}^{-1}$ . La conductivité électrique de l'échantillon est alors donnée par la loi d'Archie :

$$\sigma = \frac{\sigma_f}{F}, \quad (5.4)$$

avec  $\sigma$  la conductivité de l'échantillon à saturation ( $\text{S m}^{-1}$ ) et  $F$  le facteur de formation électrique. Une condition limite isolante est utilisée autour de la colonne (contact avec l'atmosphère) tandis qu'une limite de continuité est définie entre l'eau contenue dans la colonne et le matériau poreux. Concernant le problème hydrodynamique, l'écoulement en milieu poreux est décrit par l'équation de Darcy :

$$\mathbf{U} = -\frac{k}{\eta_f} \nabla p, \quad (5.5)$$

avec  $k$  la perméabilité ( $\text{m}^2$ ),  $\eta_f$  est la viscosité dynamique du fluide ( $\text{Pa s}$ ) et  $p$  la pression ( $\text{Pa}$ ). L'équation gouvernant le transport d'un fluide et d'un soluté est alors donnée par la relation suivante :

$$\rho_f S \frac{\partial p}{\partial t} + \phi \frac{\partial \rho}{\partial c} \frac{\partial c}{\partial t} + \nabla \cdot \left[ -\rho_f \frac{k}{\eta_f} \nabla p \right] = 0, \quad (5.6)$$

avec  $S$  le coefficient d'emménagement ( $\text{s}^2 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ ),  $t$  le temps (s),  $\phi$  la porosité,  $c$  la concentration dissoute ( $\text{kg m}^{-3}$ ). L'équation de conservation gouvernant le problème du transport de soluté est :

$$\phi \frac{\partial c}{\partial t} + \nabla \cdot [-\phi D_L \nabla c + \mathbf{U}c] = 0, \quad (5.7)$$

où  $D_L$  est le tenseur de dispersion hydrodynamique ( $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$ ), et les composantes diagonales du tenseur  $D_{Lii}$  sont :

$$\phi D_{L_{ii}} = \alpha_1 \frac{U_i^2}{|\mathbf{U}|} + \alpha_2 \frac{U_j^2}{|\mathbf{U}|} + \frac{D_m}{\tau}, \quad (5.8)$$

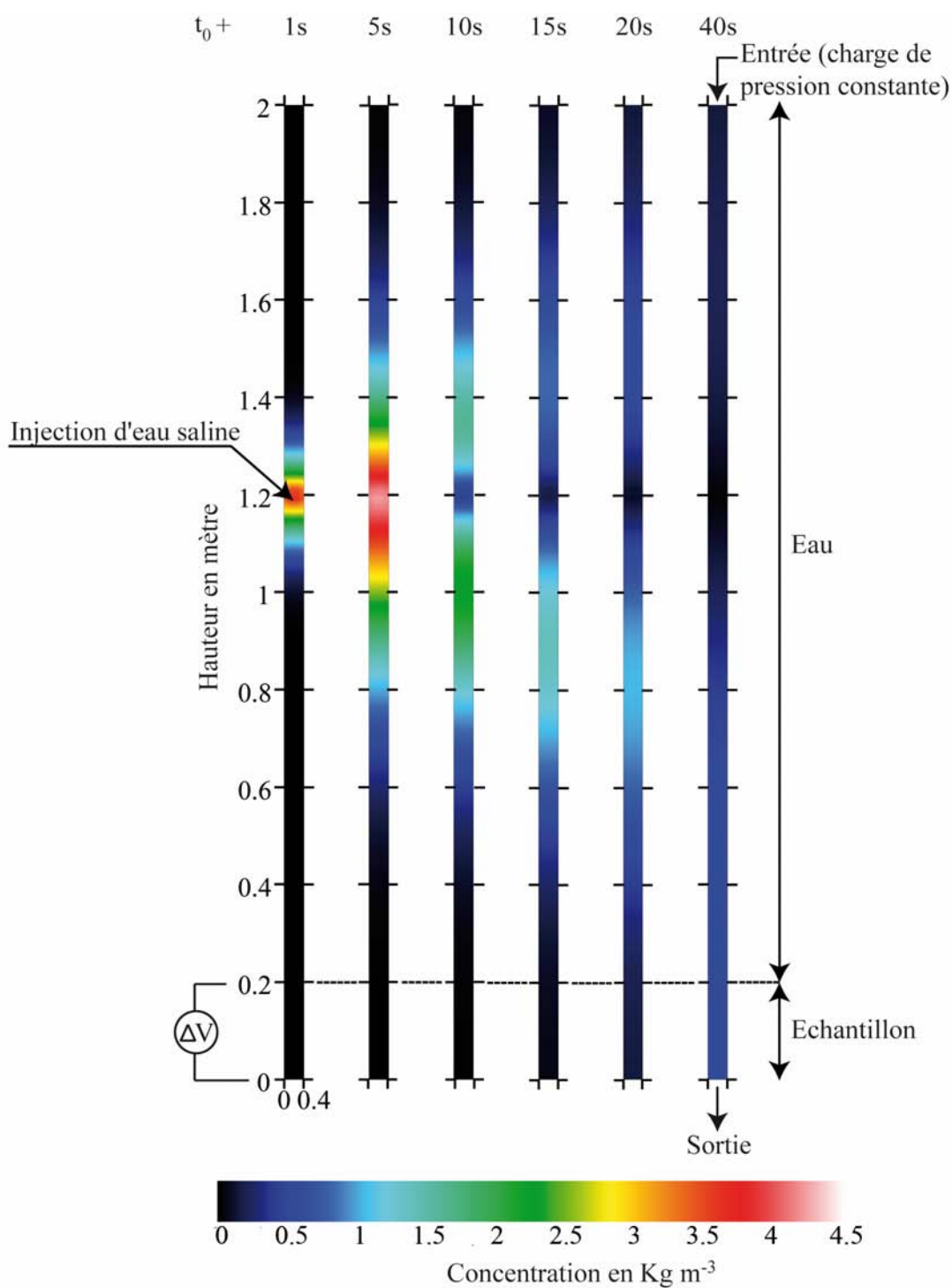
$$\phi D_{L_{ij}} = \phi D_{L_{ji}} = (\alpha_1 - \alpha_2) \frac{U_i U_j}{|\mathbf{U}|}, \quad (5.9)$$

Où  $\alpha$  est la dispersivité (m), les indices 1 et 2 correspondant aux écoulements longitudinaux et transversaux,  $\tau$  est la tortuosité et  $D_m$  est le coefficient de diffusion moléculaire.  $D_{L_{ij}}$  et  $D_{L_{ji}}$  sont les composantes non diagonales du tenseur de dispersion hydrodynamique. Les conditions limites sont des conditions de flux nul au niveau des parois de la colonne et une condition de charge de pression nulle en aval de l'échantillon, laissant la solution s'écouler de manière libre (la charge de pression d'eau en amont de l'échantillon correspond alors au poids de la colonne d'eau soit 1.80 mètre).

La perméabilité de l'échantillon  $k$  a été mesurée à  $9.10^{-11} \text{ m}^2$  avec une porosité  $\phi$  d'environ 0.40, un facteur de formation  $F$  de 4 ( $F = \phi^{-m} S_w^{-n}$ , avec  $m$  l'exposant d'Archie égal à 1.5) et un facteur de tortuosité  $\tau$  évalué à 1/0.7. Concernant l'excès de charge par unité de volume poral  $Q_v$ , celui-ci a été évalué à  $0.15 \text{ C m}^{-3}$  à partir de la mesure du coefficient de couplage électrocinétique  $C$  pour une conductivité de solution de  $0.025 \text{ S m}^{-1}$ . L'injection de saumure correspond alors à l'injection d'une solution saline de conductivité électrique égale à  $1.5 \text{ S m}^{-1}$  à  $25^\circ\text{C}$ .

Concernant la simulation numérique, les paramètres suivants ont été utilisés: une perméabilité  $k = 7.25.10^{-11} \text{ m}^2$ , un excès de charge par unité de volume poral  $Q_v = 0.13 \text{ C m}^{-3}$  et une concentration en NaCl injectée de  $4.5 \text{ g L}^{-1}$  (c'est-à-dire  $7.10^{-2} \text{ mol L}^{-1}$ ). Le résultat de

cette simulation est montré en **Figures 5.9 b** et **5.10**. L'injection de la solution saline s'est effectuée au centre de la colonne à une hauteur de 1 mètre pendant une durée de 10 secondes. On remarque alors une bonne similitude entre le potentiel électrique mesuré lors de l'expérience est le potentiel électrique simulé.



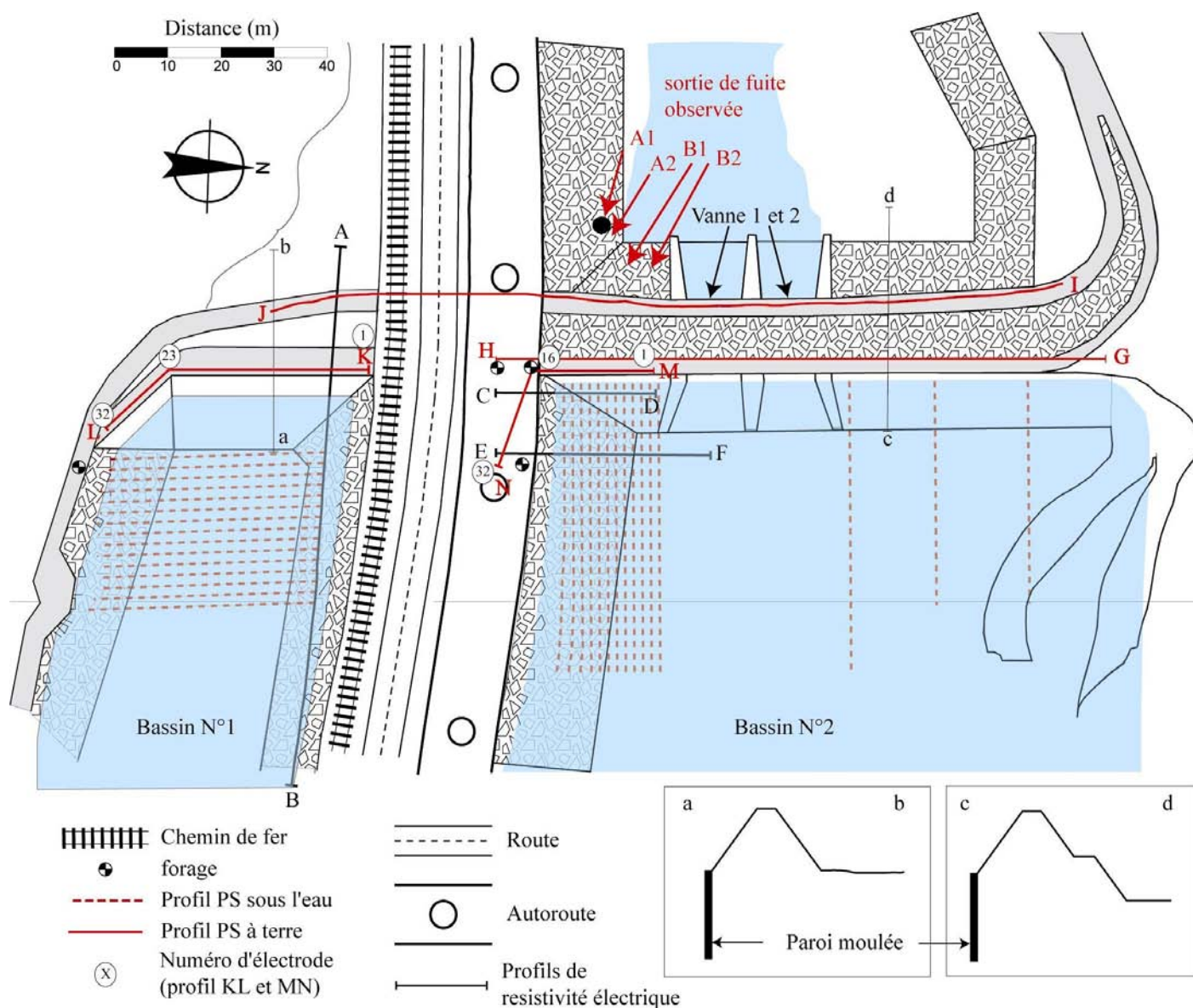
**Fig. 5.10-** Simulation du suivi temporel de la concentration de NaCl en  $\text{kg m}^{-3}$  dans la colonne en PVC.

Cette expérience marque surtout le fait qu'une injection de solution saline relativement concentrée permet de faire chuter sensiblement l'amplitude des signaux PS. Le test à la saumure s'avère être un outil intéressant dans le cadre d'un monitoring PS sur des ouvrages hydrauliques afin d'estimer la zone de passage d'une fuite et d'évaluer une perméabilité grâce à la mesure du temps de passage de la saumure.

### 5.2.2. Présentation du site d'étude

C'est cette méthode qui a été utilisée sur un site test de barrage dans le sud-est de la France (**Site C**). Il s'agit ici d'un ouvrage formé de deux barrages séparés par une voie de circulation. L'environnement proche du site est très anthropisé de part la présence de cette voie de circulation mais aussi d'une voie de chemin de fer. L'agencement des différentes voies de circulation et du chemin de fer vis-à-vis de l'implantation du barrage ainsi que la géométrie de ce dernier est donné en **Figure 5.11**. En parement amont, l'étanchéité de l'ouvrage est assurée par des dalles béton. Les deux bassins communiquent entre eux via un tunnel situé plusieurs dizaines de mètres en amont. Au niveau du bassin nord (bassin n°2), deux vannes métalliques permettent l'évacuation de l'eau de la retenue. Le barrage est situé au fond d'une vallée encaissée délimitée par des falaises. Une paroi moulée en ciment d'une quinzaine de mètres de profondeur a été construite en pied de digue côté amont et longe tout l'ouvrage de l'extrémité sud à l'extrémité nord.



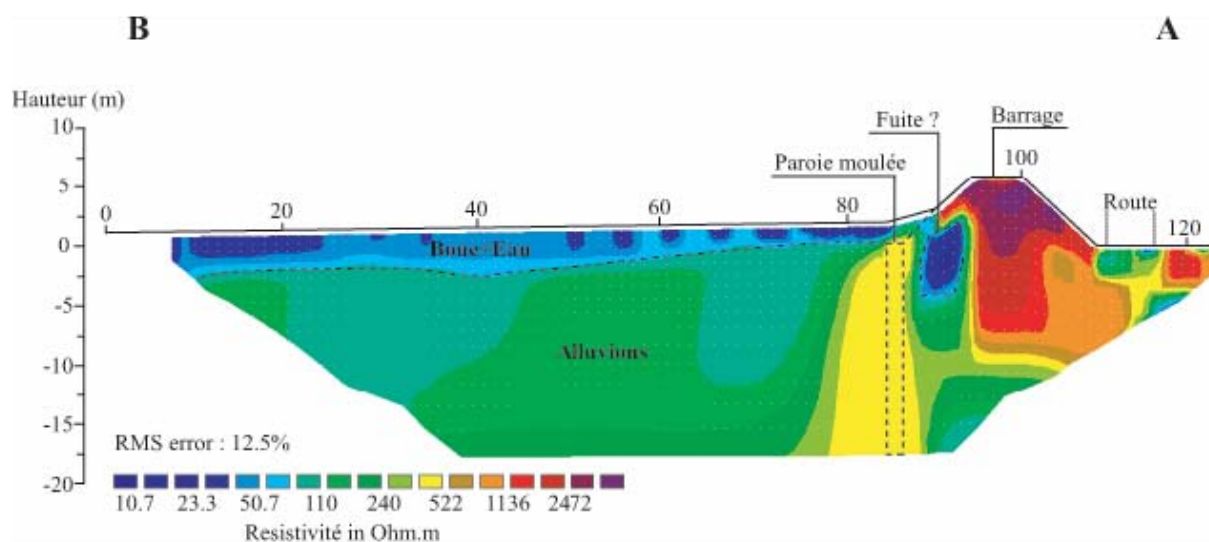


**Fig. 5.11-** Schéma du site d'étude et de l'implantation des différentes mesures géophysiques effectuées sur le site.

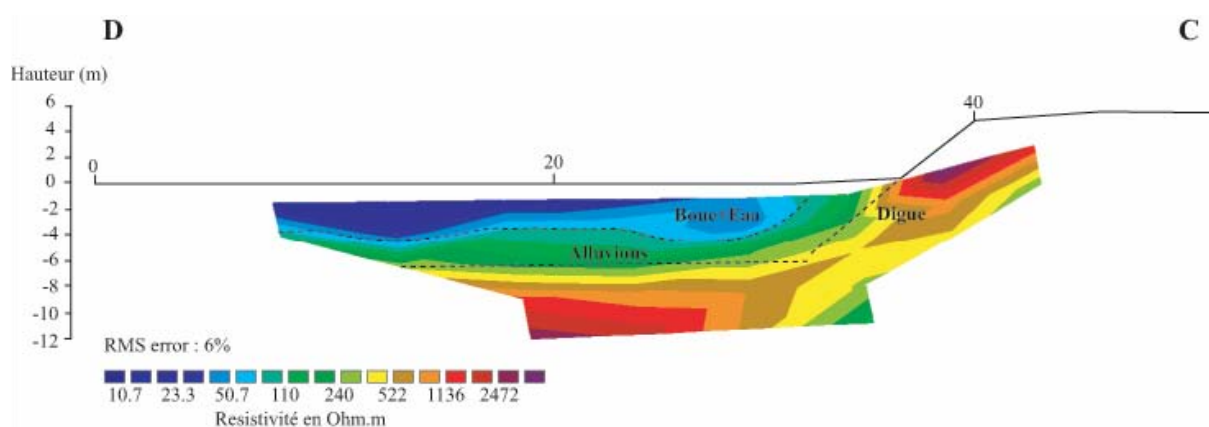
C'est un ouvrage qui enregistre des pertes de l'ordre de  $1 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  et l'objectif principal ici est de localiser les zones d'entonnements et de cheminements des fuites. Pour ce faire, on propose dans un premier temps des mesures PS sous forme de cartographies pour repérer les zones d'entonnements. Dans un second temps, on procèdera à des monitorings PS sous forme de profils en lien avec les essais expérimentaux présentés dans le paragraphe § 5.2.1 de ce chapitre.

### 5.2.3. Campagne d'investigation géophysique

Trois cartographies PS ont été réalisées au niveau de ces deux barrages afin de localiser les zones d'entonnements. Une électrode impolarisable ( $\text{Pb/PbCl}_2$ ) de référence de type Petiau est placée sur une berge et l'électrode de mesure est traînée sur le fond de la retenue. Les mesures sont alors enregistrées à l'aide d'un voltmètre à haute impédance d'entrée (Metrix MX20, sensibilité égale à 0.1 mV, impédance d'entrée d'environ 100 MOhm). Un total de 15 profils compose la cartographie du bassin sud (bassin n°1). Ils sont espacés de 2.5 mètres et positionnés parallèlement au linéaire du barrage mais perpendiculairement à la digue routière. Sur chaque profil, une mesure est enregistrée tous les 2.5 mètres, constituant ainsi un maillage carré de 2.5 mètres de côté. Pour cette cartographie, l'électrode de référence est située à l'angle du barrage (côté ouest). En ce qui concerne le bassin nord (bassin n°2), la cartographie comprend 12 profils obtenus avec le même protocole de mesure que pour le bassin sud (bassin n°1). Dans ce cas-ci, les profils ont été acquis perpendiculairement au barrage et donc parallèlement à la digue routière. L'électrode de référence se situe ici sur la digue routière en fin de profil vers l'est. Une autre zone a pu être cartographiée par la réalisation de 3 profils. Il s'agit de la partie nord de l'ouvrage toujours dans le bassin nord (bassin n°2). A la suite de ces mesures PS, trois panneaux de résistivité électrique ont été réalisés (**Figures 5.12 et 5.13**), comprenant chacun une partie à terre et une partie dans l'eau de la retenue. Le premier profil a été réalisé dans le bassin sud (bassin n°1) et longe la digue routière, et les deux autres dans le bassin nord (bassin n°2), perpendiculairement à la digue routière. Deux profils sont représentés ici, un pour chaque bassin. Globalement, le barrage présente des résistivités électriques de l'ordre de 1500 à 2000 Ohm·m et les alluvions constituant le terrain naturel de l'ordre de 100 à 200 Ohm·m.

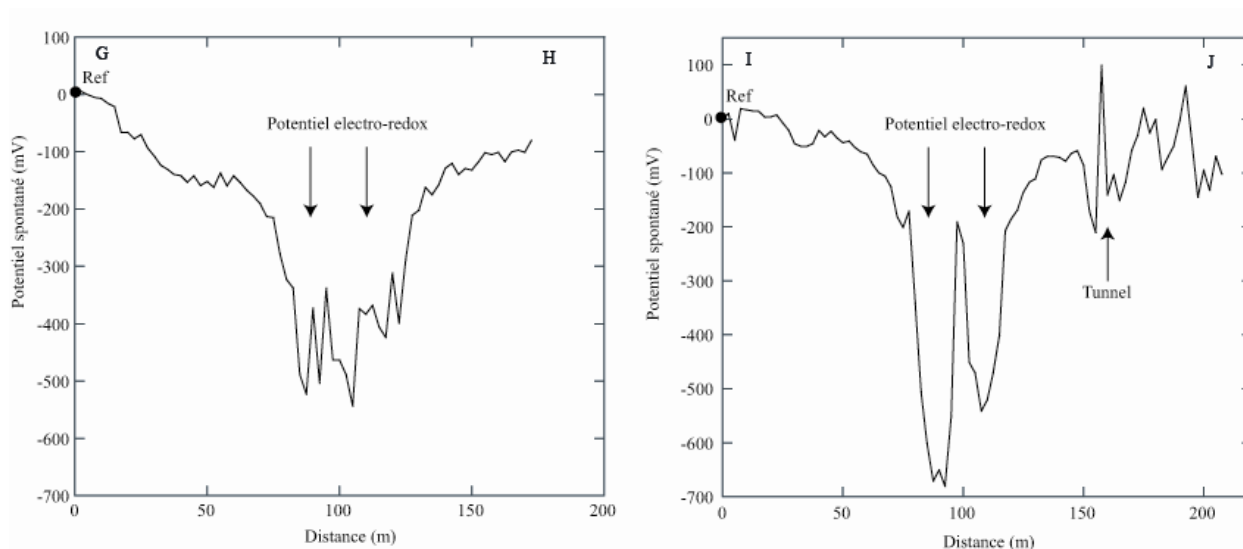


**Fig. 5.12-** Profil de résistivité électrique effectuée dans le bassin n°1.



**Fig. 5.13-** Profil de résistivité électrique effectuée dans le bassin n°2.

Durant cette première campagne de mesures, deux profils PS ont aussi été réalisés en crête de digue. Il s'agit des profils nommés GH et IJ (**Figure 5.14**). Ces deux profils mettent en évidence la présence et l'importance de signaux de potentiel électrique associés au phénomène d'oxydoréduction des vannes d'ouverture de l'ouvrage. On remarquera notamment la bonne corrélation entre la position des deux vannes de l'ouvrage et les deux pics d'anomalies négatives présents sur le profil IJ.



**Fig. 5.14-** Profils de potentiel spontané réalisés en crête de digue. On notera la bonne corrélation entre les deux pics négatifs à -600 mV environ et la présence des vannes métalliques de l'ouvrage dans le bassin n°2 sur le profil IJ.

Suite à cette première étude, une seconde étape a consisté à effectuer des tests à la saumure. L'objectif de cette seconde campagne est d'évaluer la direction des fuites mais aussi de permettre une estimation de la perméabilité de la zone d'écoulement préférentielle. Cette fois-ci, il s'agit de mesurer en continu le long de profils d'électrodes Petiau (**Figure 5.15**), la variation du potentiel électrique en aval de zones de fuite préalablement reconnues (par la première étape de la campagne de mesure) et qui feront l'objet d'une injection de saumure.



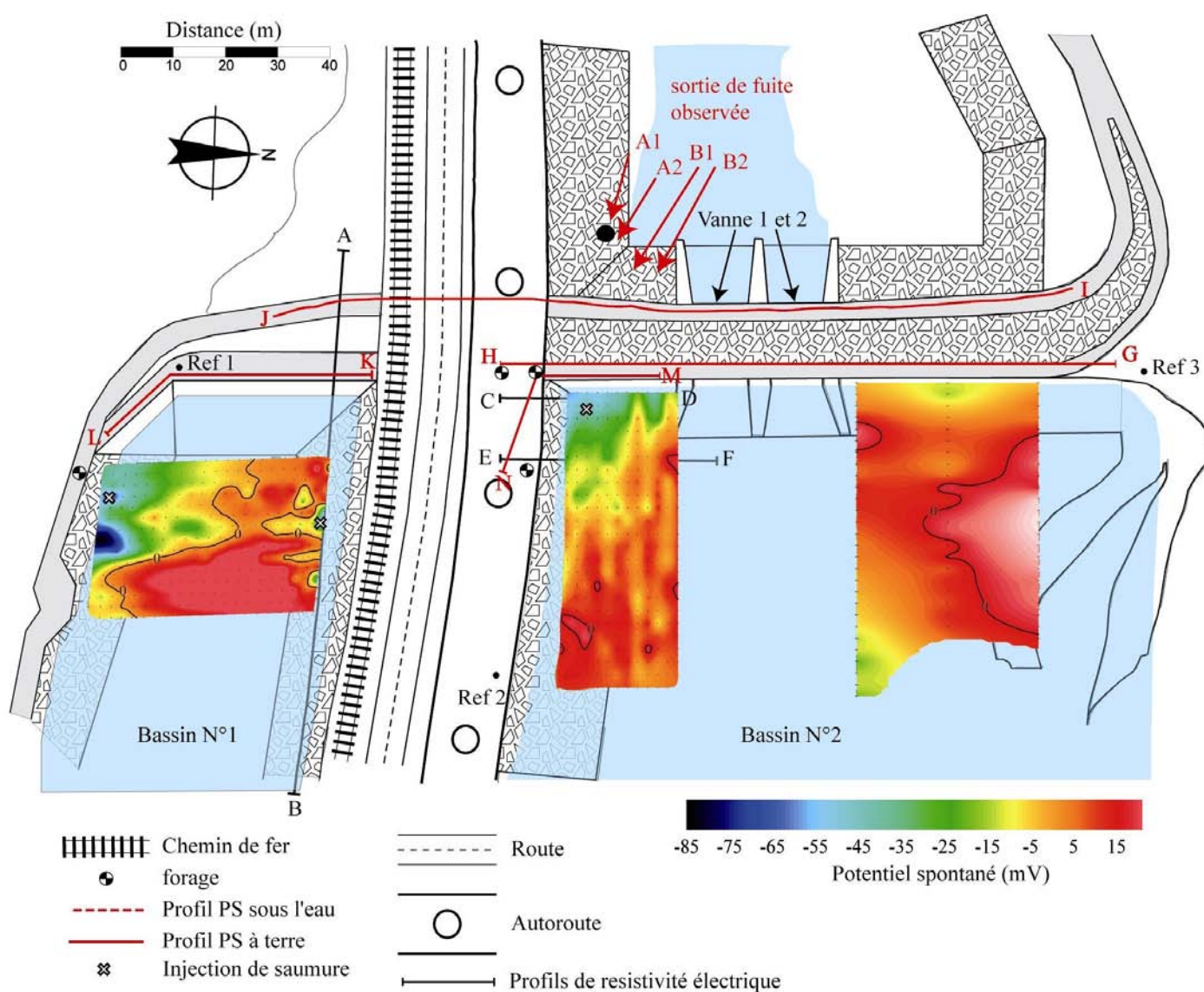
**Fig. 5.15-** Photographie de la mise en place du monitoring de potentiel spontané. Ce profil comporte deux flûtes de 16 électrodes Petiau chacune.

Sur ce site, le protocole comporte l'acquisition de plusieurs profils PS pour trois zones distinctes de lieux d'injection correspondant aux zones d'anomalies repérées avec les deux cartographies PS. Ces profils sont constitués d'un total de 32 électrodes (deux flûtes de 16 électrodes) espacées de 2 mètres. Toutes ces électrodes sont comparées à une électrode de référence localisée en dehors du profil. Nous montrerons uniquement les acquisitions correspondant aux profils KL et MN. (**Figure 5.11**). L'acquisition s'effectue quant à elle à l'aide d'une carte d'acquisition National Instrument NI, 32 voies, impédance 10 GΩ. Le pilotage de l'acquisition est réalisé sur PC grâce à un logiciel développé sous LabView par FUGRO Géotechnique. La fréquence d'échantillonnage est de 200 Hz avec une mesure moyennée et conservée pour chaque électrode toutes les secondes.



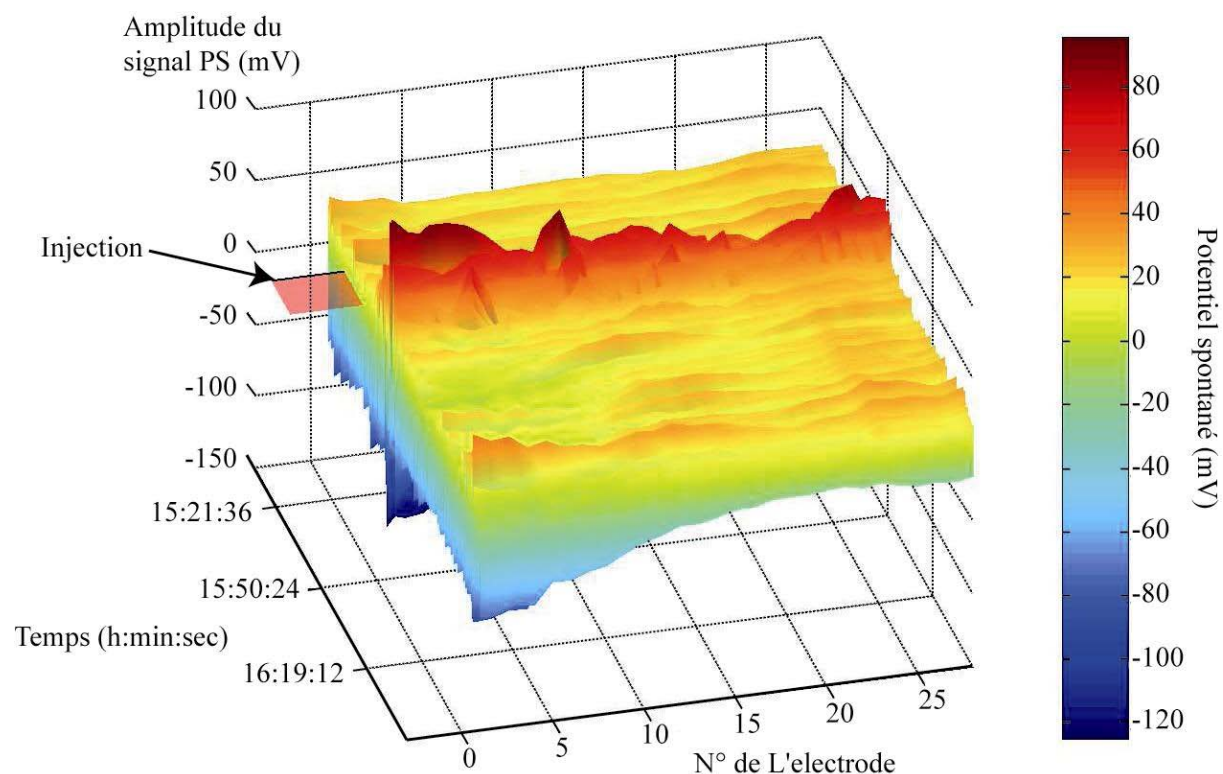
#### 5.2.4. Résultats et interprétations

Le résultat de ces deux cartographies est présenté en **Figure 5.16**. Plusieurs zones d'anomalies apparaissent. Il s'agit d'anomalies négatives car on regarde principalement des zones d'entrée d'eau. Ces différentes anomalies sont en accord avec une étude acoustique réalisée préalablement sur ce même site et qui mettait en évidence des zones suspectes de fuite localisées au niveau des anomalies PS. Nous remarquerons alors deux zones négatives en termes de potentiel électrique au niveau du bassin sud (bassin n°1): une au sud et l'autre au nord. Concernant le bassin nord (bassin n°2), une seule anomalie apparaît à l'angle entre la digue routière et le barrage.

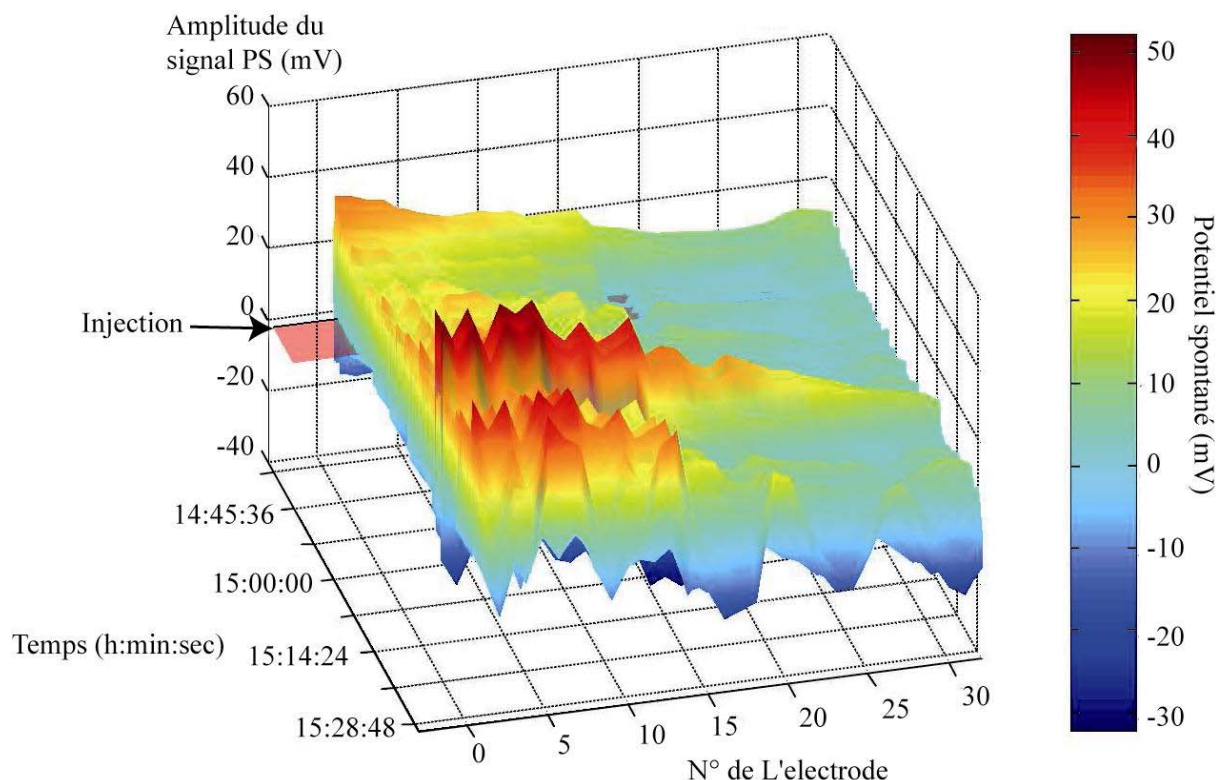


**Fig. 5.16-** Cartographies de potentiel spontané des deux bassins constituant l'ouvrage.

Concernant le bassin sud, la localisation du profil et des deux injections de la saumure sont présentées en **Figure 5.16**. Les mesures PS sont ensuite représentées sous forme de graphique 3D avec sur l'axe  $x$  les numéros d'électrodes de 1 à 32, l'axe  $y$  correspond au temps de mesure et l'axe  $z$  à l'amplitude des signaux mesurés (**Figure 5.17** et **5.18**).



**Fig. 5.17-** Représentation du monitoring de potentiel spontané correspondant au profil KL. L'électrode n°1 se situe au nord et l'électrode n°32 au sud de l'ouvrage.



**Fig. 5.18-** Représentation du monitoring de potentiel spontané correspondant au profil MN. L'électrode n°1 se situe au nord et l'électrode n°32 au sud-est de l'ouvrage.

Toutes les acquisitions sont alors corrigées d'un profil de référence qui correspond au premier profil mesuré (avant injection de saumure). Comme dans le cas des résultats expérimentaux, le passage de la saumure devrait donc se traduire par une anomalie PS positive. Concernant la première acquisition correspondant à une injection de saumure côté sud du barrage (bassin n°1), on remarque un signal maximal 14 minutes après le début de l'injection. Cette anomalie est localisée vers l'électrode n°1, ce qui sous-entend un passage de saumure de ce côté-ci du profil. Pour le même profil d'acquisition, mais cette fois-ci pour une injection côté nord, on observe aussi un signal maximal vers 15h48, soit 20 minutes après le début de l'injection, toujours localisé du côté de l'électrode n°1 du profil (**Figure 5.17**). Toutefois, il s'avère que le passage de la saumure affecte l'ensemble des électrodes, et plus particulièrement les électrodes situées vers l'électrode n°1 et laisse de ce fait penser à une fuite diffuse sur le linéaire du barrage.

Si l'on essaie d'estimer une perméabilité en tenant compte du temps de passage de la saumure dans le deuxième exemple, à savoir 20 minutes, alors on évalue la perméabilité  $k$



entre  $1.10^{-8}$  et  $1.10^{-9} \text{ m}^2$  ( $k = \frac{U\eta}{i\rho_f g}$ ) avec un gradient hydraulique moyen  $i$  s'échelonnant entre 0.2 et 0.6 (0.2 étant une estimation du gradient hydraulique faite entre la zone d'infiltration de la saumure et l'exutoire de la fuite et 0.6 correspondant à la pente du parement aval de l'ouvrage), avec  $\eta$  la viscosité dynamique de  $10^{-3} \text{ Pa s}$  pour une distance entre le lieu d'injection et le profil de mesure PS estimée à 30 mètres (soit une vitesse d'écoulement  $u$  d'environ  $0.025 \text{ m s}^{-1}$ ). Cette estimation ne tient pas compte du temps effectif de passage en milieu poreux de la saumure. En effet, celle-ci est injectée directement au fond de la retenue mais ne passe pas instantanément dans le milieu poreux que constitue la zone de fuite. On peut alors s'attendre à une estimation de la perméabilité sensiblement plus faible que la perméabilité réelle (soit par exemple de l'ordre de  $1.10^{-7} \text{ m}^2$ ).

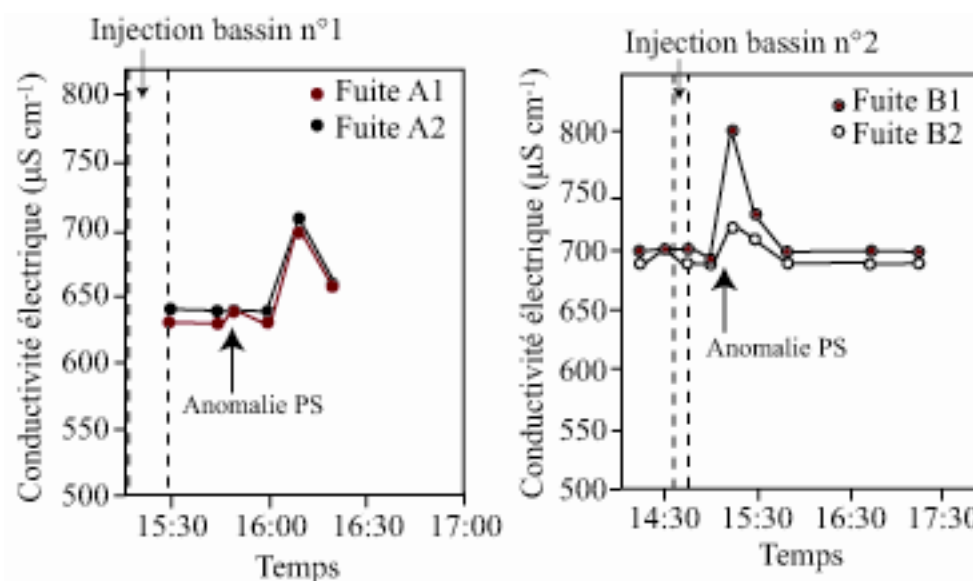
De l'autre côté de la digue routière, le même protocole est appliqué. Le profil de monitoring PS est localisé en crête de digue et englobe l'angle formé par les deux digues (barrage et digue routière), où s'effectue la troisième injection. On observe alors un signal maximal vers 15h14, soit 36 minutes après le début de l'injection. Le signal concerne essentiellement les électrodes 1 à 16 (**Figure 5.18**).

Là encore, une tentative d'évaluation de la perméabilité moyenne peut être effectuée. On trouve alors une perméabilité de l'ordre de  $1.10^{-9} \text{ m}^2$  avec un gradient hydraulique moyen de 0.6 (correspondant là aussi à la pente du parement aval de l'ouvrage) pour une distance entre le lieu d'injection et le profil de mesure PS estimée à 10 mètres soit une vitesse d'écoulement de  $5.10^{-3} \text{ m s}^{-1}$ . De manière plus flagrante que lors de la précédente injection, le temps de passage de 36 minutes mesuré sur le site correspond au temps entre l'injection de saumure et les premiers effets ressentis sur le potentiel spontané. On peut donc, et de manière similaire au premier exemple, estimer que la perméabilité, ici évaluée à  $1.10^{-10} \text{ m}^2$ , est plus faible que dans la réalité. D'ailleurs, sur ce site, des images ont été prises à l'intérieur des forages (sur les deux forages en aval de la digue routière) et montrent des remontées de graviers d'un diamètre parfois supérieur à 2 cm (**Figure 5.19**). Ceci suggère des vitesses d'écoulement relativement importantes de l'ordre du centimètre, voire la dizaine de centimètres par seconde.



**Fig. 5.19-** Photographie des graviers en suspension dans un forage.

En parallèle de ces monitorings PS, la conductivité électrique de l'eau en sortie de l'ouvrage est mesurée au niveau de zones visibles de sortie de fuite référencées A1, A2, B1 et B2 sur la **Figure 5.11** et **5.16**. On remarque alors une augmentation de la conductivité électrique de l'eau de sortie de l'ordre de  $75 \mu\text{S}/\text{cm}$  uniquement en A1 et A2 pour les injections réalisées dans le bassin n°1 et en B1, B2 de l'ordre de  $100 \mu\text{S}/\text{cm}$  pour l'injection réalisée à l'angle du bassin n°2 (**Figure 5.20**).



**Fig. 5.20-** Suivi temporel de la variation de la conductivité de l'eau de sortie pour les injections de saumure.

Les fuites A1 et A2 se positionnent autour d'une canalisation qui traverse la digue routière. Les fuites observées à ce niveau pourraient alors cheminer le long de l'interface digue/canalisation qui présente une zone de faiblesse liée à l'hétérogénéité de contact entre ces deux matériaux.

Une tentative d'estimation de la perméabilité des zones de fuites peut aussi être envisagée cette fois-ci en tenant compte du laps de temps qui s'écoule entre la détection d'une anomalie PS et les pics de conductivité électrique de l'eau de sortie. Ce nouveau protocole a l'avantage de s'affranchir du manque d'information concernant la durée entre l'injection de saumure et le passage effectif de la saumure dans la zone de fuite. Les résultats ainsi obtenus devraient de ce fait être plus fiables que ceux obtenus précédemment.

Ainsi, pour l'injection de saumure réalisée dans le bassin sud (bassin n°1)

- l'anomalie PS est enregistrée à 15h48,
- le pic de conductivité électrique est enregistré à 16h10.

Le temps qui s'écoule entre ces deux anomalies est donc de 22 minutes. Considérant une distance entre l'électrode n°1 du profil PS et le lieu de mesure de la conductivité électrique de 50 mètres environ, et un gradient hydraulique s'échelonnant entre 0,2 et 0,6 (0,6 étant la pente

du parement aval de l'ouvrage) nous obtenons une perméabilité variant entre  $2.10^{-8}$  et  $6.10^{-9}$   $m^2$ .

Concernant l'injection dans le bassin nord (bassin n°2), les temps de passage sont :

- anomalie PS : 15h14
- anomalie de conductivité électrique : 15h15

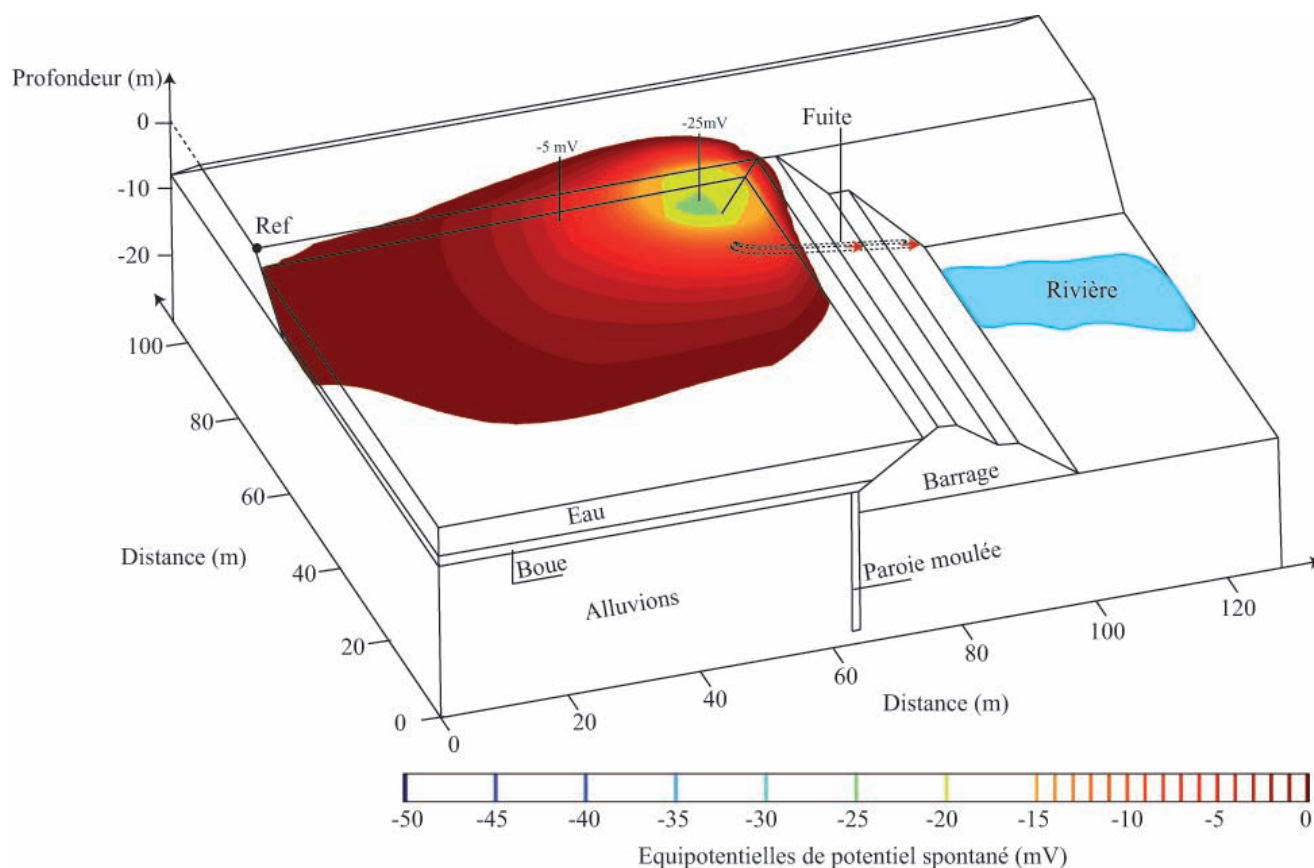
La distance entre le profil PS et le point de mesure de la conductivité électrique est d'environ 25 mètres. On estime le gradient hydraulique minimal à la pente du parement aval de l'ouvrage soit 0,6. Le temps qui s'écoule entre les deux anomalies est d'environ 1 à 2 minutes soit une vitesse d'écoulement de l'ordre du centimètre à la dizaine de centimètres par seconde. Avec ces données, on estime alors la perméabilité de cette zone entre  $7.10^{-8}$   $m^2$  et  $4.10^{-8}$   $m^2$ . Cette dernière estimation semble plus proche de la réalité au vu des diamètres des graviers transportés dans l'ouvrage (**Figure 5.19**)

	bassin n°1		bassin n°2	
temps de passage entre	inj. de saumure → anomalie PS	anomalie PS → pic de $\sigma$	inj. de saumure → anomalie PS	anomalie PS → pic de $\sigma$
$k$	$4.10^{-9} m^2 < k < 2.10^{-8} m^2$	$6.10^{-9} m^2 < k < 2.10^{-8} m^2$	$1.10^{-9} m^2$	$4.10^{-8} m^2 < k < 7.10^{-8} m^2$

**Tableau 5.1.** Récapitulatif des estimations de perméabilité des zones de fuites.

### 5.2.5. Simulation numérique

Afin de conforter ces résultats, une simulation numérique de l'anomalie PS mesurée dans l'angle du bassin n°2 a été réalisée à l'aide du code d'éléments finis COMSOL Multiphysics 3.3. L'objectif est d'expliquer d'un point de vue plus qualitatif que quantitatif la géométrie de cette anomalie générée par une zone de fuite. La **Figure 5.21** présente la géométrie du modèle qui respecte les dimensions réelles de l'ouvrage.

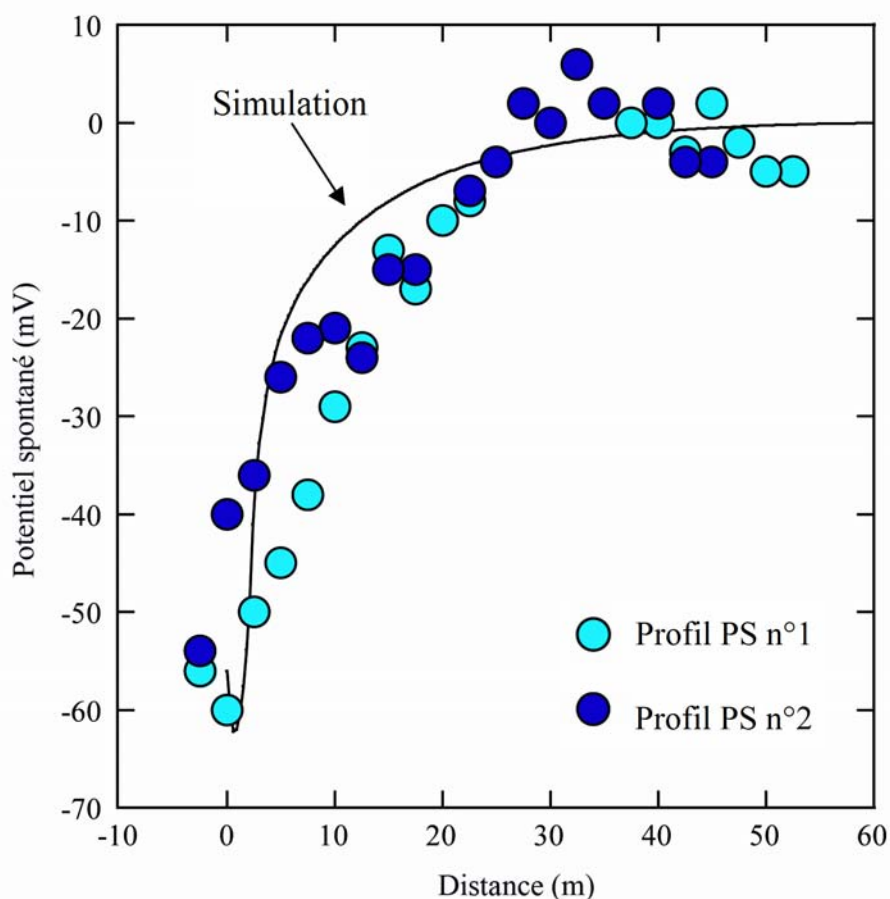


**Fig. 5.21-** Géométrie du modèle utilisé pour la simulation numérique et représentation de la distribution 3D des équipotentiels électriques générées par une zone de fuite.

Concernant le problème hydraulique, une zone est modélisée sous forme d'un tuyau afin de reproduire une zone d'écoulement préférentiel. Un flux d'eau de  $0.3 \text{ m s}^{-1}$  est alors imposé à l'intérieur de cette zone simulant ainsi la perte d'eau de l'ouvrage. Une condition de flux nul est imposée sur toutes les autres limites du modèle (le barrage en lui-même et les alluvions qui constituent le terrain naturel sur lequel repose l'édifice).

D'un point de vue électrique, chaque compartiment constituant le barrage est affecté d'une valeur de résistivité électrique évaluée par les différentes tomographies effectuées sur le site (**Tableau 5.1**). Concernant l'électrode de référence, celle-ci est positionnée sur la digue routière, en amont de la zone de fuite, au même niveau que la position de l'électrode de référence des mesures réelles. Les limites correspondant au contact avec l'atmosphère sont considérées comme isolantes ( $\mathbf{n} \cdot \mathbf{J} = 0$ ) tandis qu'est appliquée une condition limite de

continuité entre les divers éléments du modèle (le barrage, l'eau de la retenue, les alluvions). Le résultat de cette simulation est représenté en **Figure 5.21** et **5.22**. La **Figure 5.22**, montre la comparaison entre le potentiel électrique simulé et les deux premiers profils PS qui longent la digue routière.



**Fig. 5.22-** Comparaison entre les deux premiers profils de potentiel spontané qui longent la digue routière du bassin N°2 mesurée sur le site et la réponse PS issue de la simulation numérique.

Il y a une bonne corrélation entre les données mesurées et les données simulées notamment concernant la décroissance du signal par rapport à l'éloignement de la zone de fuite. Concernant l'amplitude du signal, celle-ci est bien reproduite en prenant les paramètres répertoriés dans le **Tableau 5.2**.

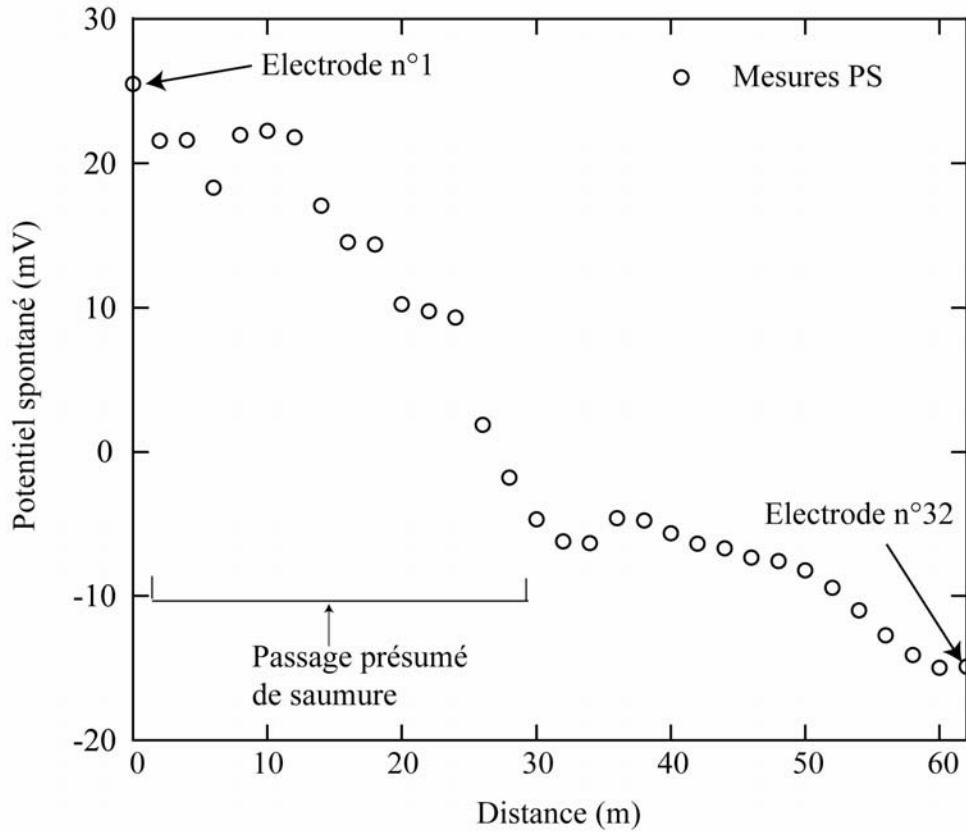
paramètres	Alluvions	digue	parefouille	bassin	boue	fuite
$\rho$ (Ohm m)	250	1500	500	50	50	150
$Q_v$ (C m <sup>-3</sup> )	-	-	-	-	-	0.032

**Tableau 5.2.** Valeurs de résistivité électrique utilisée pour la simulation numérique pour chacun des domaines constituant le modèle et valeur du terme  $Q_v$  pour la zone de fuite.

Cette simulation montre bien la géométrie de l'anomalie PS générée par la zone de fuite. Bien entendu, au vu des nombreuses incertitudes autour des différents paramètres, cette simulation conforte l'idée de la présence d'une zone d'entonnement à l'angle de la digue routière et du barrage mais ne peut permettre une évaluation précise du débit de fuite. Cependant, là aussi, une estimation de perméabilité peut être effectuée. Avec une vitesse d'écoulement de  $0.3 \text{ m s}^{-1}$ , et en gardant le même gradient hydraulique de 0.6, on évalue la perméabilité de cette zone de fuite à  $5.10^{-8} \text{ m}^2$ . On remarque alors que, pour simuler l'amplitude du signal PS (environ -60 mV), il faut appliquer une vitesse d'écoulement importante, avec un terme  $Q_v$  relativement important. On peut donc en conclure que les premières estimations de perméabilité effectuées à partir des tests à la saumure sont effectivement sous-évaluées par rapport au résultat issu de la simulation numérique, mais aussi au vu des tailles de graviers portés par l'écoulement. En revanche, on notera une bonne similitude des résultats entre la simulation numérique et l'estimation de la vitesse d'écoulement ainsi que de la perméabilité avec le second protocole utilisé, c'est-à-dire en considérant les temps de passage entre anomalies PS et anomalies de conductivité électrique de l'eau de sortie.

#### 5.2.6. Estimation de la profondeur d'écoulement

Les mesures PS obtenues lors du monitoring du test d'injection de saumure pour le profil MN (**Figure 5.18**) montrent une importante anomalie PS attribuée au passage de la saumure. Cette anomalie montre clairement une accentuation de l'amplitude du signal PS vers l'électrode n°1 (**Figure 5.23** ci-dessous).



**Fig. 5.23-** Profil de potentiel spontané au passage présumé de la saumure.

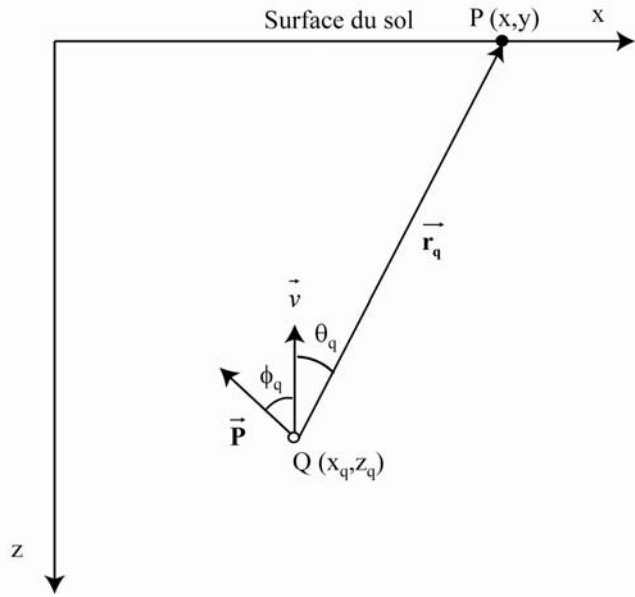
Nous proposons d'utiliser la méthode DOP (Dipole Occurrence Probability, Revil et al., 2001) afin d'évaluer la profondeur de passage de la zone de fuite présumée en admettant que la composante horizontale de la fuite soit proche de l'alignement des électrodes PS en crête du barrage (en prenant comme entrée de fuite l'angle de l'ouvrage et en sortie les fuites observées en B1 et B2, **Figure 5.16**). On suppose ici que le champ électrique mesuré en surface correspond à la somme des champs électriques issus d'un nombre  $Q$  sources dipolaires localisées en profondeur. Le potentiel électrique engendré par un dipôle  $Q_i$  mesuré en un point  $P$  s'écrit :

$$\begin{aligned}\varphi(P) &= \frac{p}{4\pi\epsilon r_q^2} [\cos(\theta_q + \phi_q)] \\ &= \frac{p}{4\pi\epsilon r_q^2} [\cos\theta_q \cos\phi_q - \sin\theta_q \sin\phi_q]\end{aligned}\quad (5.10)$$

où  $p$  est le moment dipolaire de la source (C.m),  $\epsilon$  est la constante diélectrique du milieu (F m<sup>-1</sup>),  $r_q$  est la distance entre le point d'observation et la source (m),  $\theta_q$  est l'angle formé entre le



vecteur  $r_q$  et la verticale  $\vec{v}$  et  $\phi_q$  est l'angle entre le vecteur polarisation  $\vec{P}$  et la verticale  $\vec{v}$  (Figure 5.24).



**Fig. 5.24-** Schéma représentant le vecteur polarisation  $\vec{P}$ , la verticale  $\vec{v}$  et la localisation en surface du point d'observation  $P$ .

La source dipolaire peut être définie comme étant la somme vectorielle d'une composante verticale et une composante horizontale. Le potentiel électrique peut alors être écrit sous cette forme :

$$\varphi(P) = - \sum_{q=1}^Q \frac{\Gamma_{q,1}(x - x_q) + \Gamma_{q,2}(z(x) - z_q)}{[(x - x_q)^2 + (z(x) - z_q)^2]^{3/2}}, \quad (5.11)$$

Où  $\Gamma_{q,1}$  et  $\Gamma_{q,2}$  sont respectivement l'intensité de la composante horizontale et verticale de la  $q^{\text{ième}}$  source dipolaire,  $z(x)$  représente la topographie de la surface et  $(x_q, z_q)$  les coordonnées de la  $q^{\text{ième}}$  source.

$$\Gamma_{q,1} = \frac{p \sin \phi_q}{(4\pi\epsilon)}, \quad (5.12)$$

$$\Gamma_{q,2} = \frac{p \cos \phi_q}{(4\pi\epsilon)}, \quad (5.13)$$

$\Gamma_{q,1} = 0$  pour un dipôle vertical et  $\Gamma_{q,2} = 0$  pour un dipôle horizontal. Le champ électrique mesuré au point d'observation  $P$  est donné par :

$$E_u(P) = -\frac{\partial \varphi(P)}{\partial u} = \sum_{q=1}^Q [\Gamma_{q,1} I_{u,1} + \Gamma_{q,2} I_{u,2}] \frac{dx}{du}, \quad (5.14)$$

Où  $u$  est la coordonnée curviligne du point  $P$  le long du profil de potentiel spontané. Les deux fonctions scannantes horizontale et verticale  $I_{u,1}$  et  $I_{u,2}$  sont données par :

$$I_{u,1}(x - x_q, z(x) - z_q) = \frac{-2(x - x_q)^2 + (z(x) - z_q)^2 - 3(x - x_q)(z(x) - z_q) dz/dx}{[(x - x_q)^2 + (z(x) - z_q)^2]^{5/2}}, \quad (5.15)$$

$$I_{u,2}(x - x_q, z(x) - z_q) = \frac{-3(x - x_q)(z(x) - z_q) + [(x - x_q)^2 - 2(z(x) - z_q)^2] dz/dx}{[(x - x_q)^2 + (z(x) - z_q)^2]^{5/2}}, \quad (5.16)$$

Pour une topographie plane on a  $dz/dx = 0$ .

La tomographie 2D de potentiel spontané est basée sur un algorithme de corrélation croisée entre les fonctions scannantes et le champ électrique afin d'évaluer la profondeur la plus probable de la distribution des sources dipolaires expliquant le mieux le signal PS mesuré en surface. On détermine alors une probabilité d'occurrence horizontale  $\eta_1$  (H\_DOP) et verticale  $\eta_2$  (V\_DOP) par :

$$\eta_1(x_q, z_q) = C_1 \int_{-\infty}^{+\infty} E_u[x, z(x)] I_{u,1}[x - x_q, z(x) - z_q] dx, \quad (5.17)$$

$$\eta_2(x_q, z_q) = C_2 \int_{-\infty}^{+\infty} E_u[x, z(x)] I_{u,2}[x - x_q, z(x) - z_q] dx, \quad (5.18)$$

Avec  $C_1$  et  $C_2$  les coefficients de normalisation des composantes horizontale et verticale définis par :

$$C_1 = \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} E_u^2[x, z(x)] dx \int_{-\infty}^{+\infty} I_{u,1}^2[x - x_q, z(x) - z_q] \right]^{-1/2}, \quad (5.19)$$

$$C_2 = \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} E_u^2[x, z(x)] dx \int_{-\infty}^{+\infty} I_{u,2}^2[x - x_q, z(x) - z_q] \right]^{-1/2}, \quad (5.20)$$

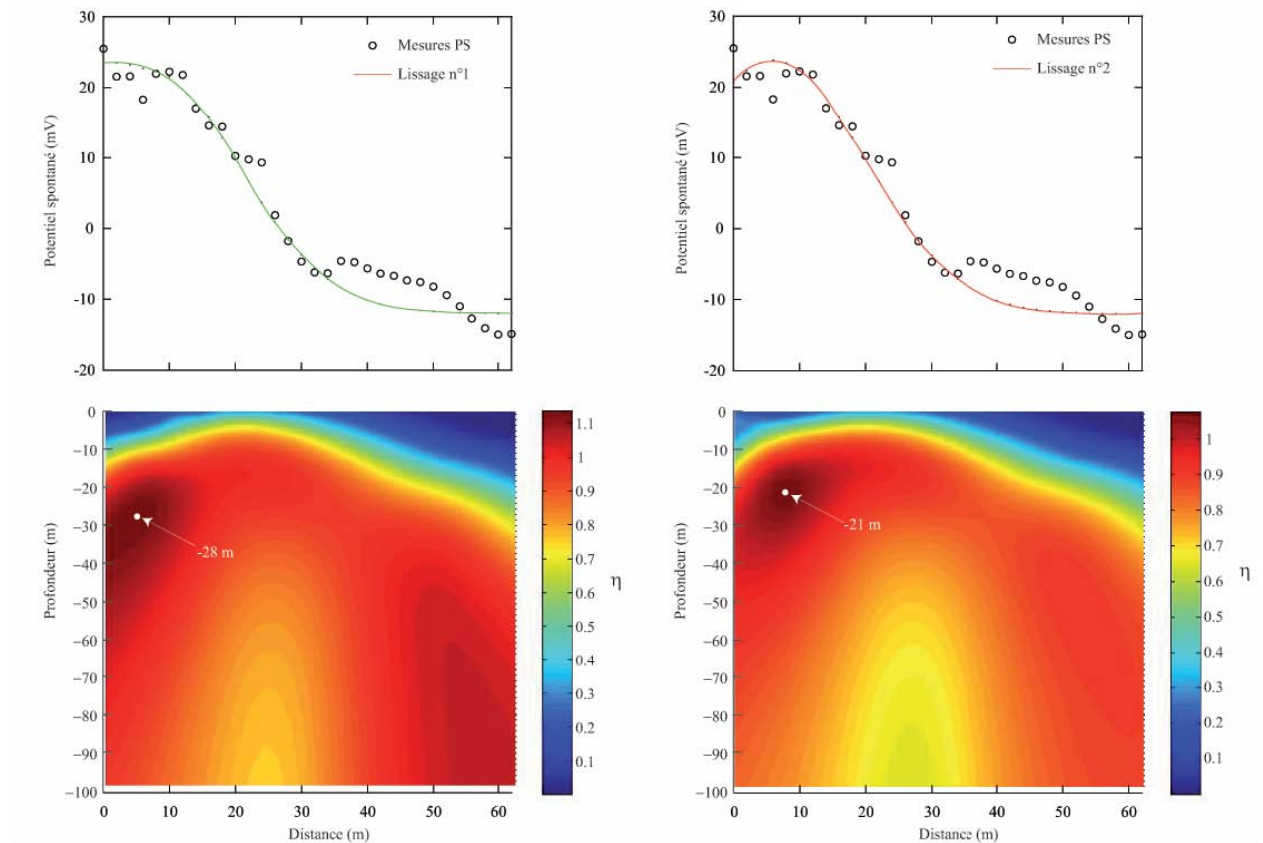
La fonction de probabilité d'occurrence de charge dipolaire (DOP) se définit alors comme la somme vectorielle de  $\eta_1$  et  $\eta_2$  :

$$\eta = \sqrt{\eta_1(x_q, z_q)^2 + \eta_2(x_q, z_q)^2}, \quad (5.21)$$

Avec

$$0 \leq \eta(x_q, z_q) \leq \sqrt{2}, \quad (5.22)$$

Cette méthode a été appliquée sur les données de monitoring PS correspondant à la **Figure 5.23**. Cette méthode est particulièrement sensible au bruit car elle nécessite le calcul de la dérivée horizontale des mesures PS. Nous proposons alors de lisser ces données PS. Nous présentons ici deux exemples de lissage.



**Fig. 5.25-** Calcul de la DOP pour deux lissages différents des mesures de potentiel spontané.

La différence entre les deux lissages concerne la partie située entre 0 et 10 mètres. Le lissage n°1 tend vers un palier comme le laisse suggérer la fin du profil PS. En revanche, le profil lissé n°2 présente une tendance décroissante entre 0 et 5 mètres. Les résultats en terme de DOP montrent alors une profondeur d'environ -28 mètres pour le lissage n°1 et -21 mètres pour le lissage n°2. Ces résultats sont à prendre avec précaution au vu du faible nombre de données du profil PS mesuré en crête de barrage ainsi que l'angle formé entre la direction de la composante horizontale de la fuite (sud-est / nord-ouest) et la direction nord / sud du profil d'électrodes PS.



## Chapitre 6

### Le haut rendement

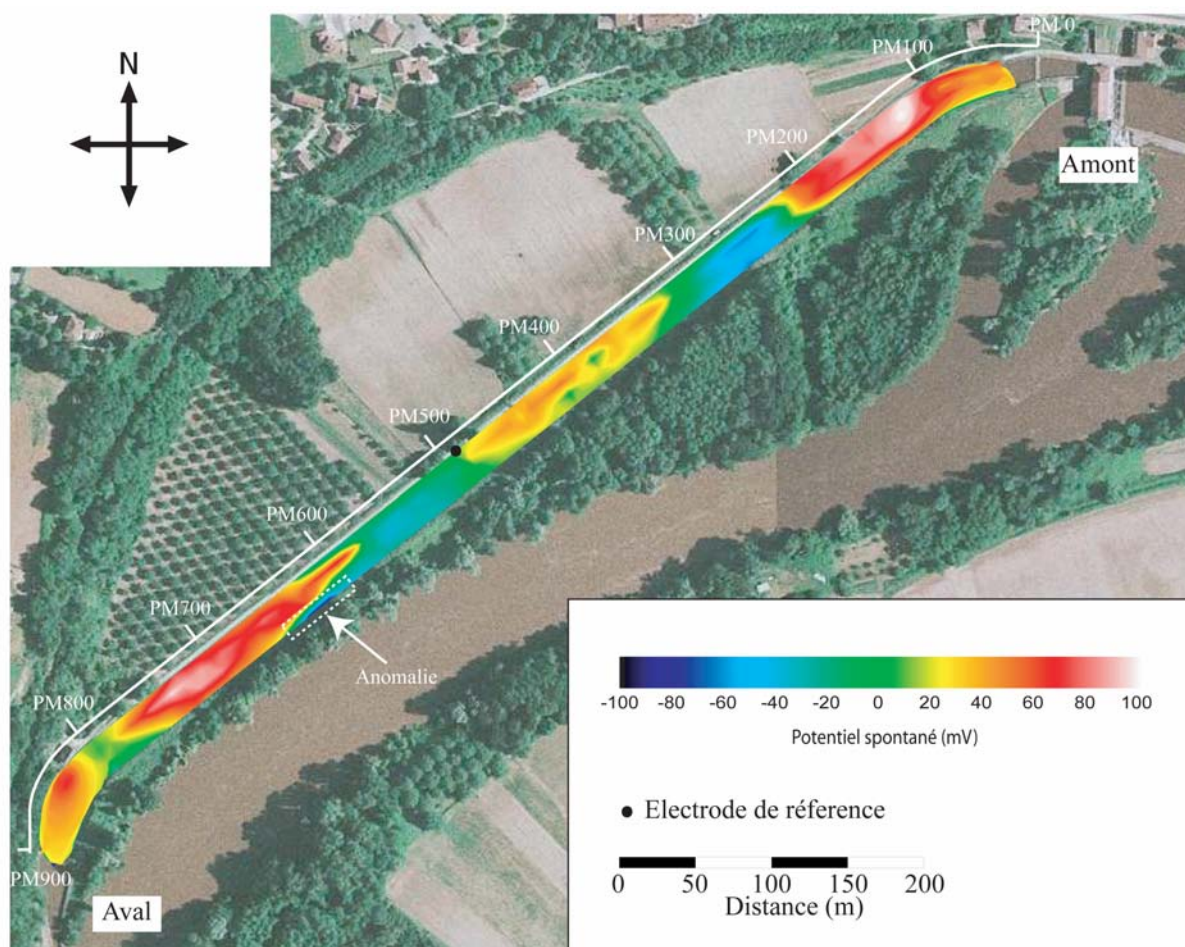
---

L'investigation géophysique de linéaires de digue de plusieurs kilomètres nécessite des méthodes et du matériel de mesures adaptés afin de réaliser des mesures fiables en un minimum de temps. La notion de haut rendement intervient donc ici et peut être définie comme étant le rapport entre le nombre de kilomètres investigués et le temps de réalisation nécessaire à cette investigation. Dans le cadre des mesures PS, l'élaboration d'un dispositif d'acquisition à haut rendement était l'un des livrables du thème "détection" du projet ERINOH. Les mesures PS peuvent être classées en deux catégories : on distingue les mesures effectuées à terre des mesures réalisées en eau. Concernant les mesures à terre, aucun appareillage n'est actuellement développé pour réaliser des mesures à haut rendement. Les mesures sont réalisées de manière ponctuelle par un opérateur qui se déplace pour échantillonner la surface investiguée. Au vu des difficultés induites d'une part, par la présence de végétation et d'autre part, par la topographie souvent importante des ouvrages hydrauliques, le développement d'un système d'acquisition à "haut rendement" s'avère délicat. En revanche, concernant les mesures en eau, les obstacles définis précédemment disparaissent et laissent place à un milieu favorable au développement d'un système d'acquisition à "haut rendement". Le terme de "haut rendement" peut aussi s'appliquer dans le traitement des données. L'automatisation du traitement des données permet d'avoir une réactivité plus grande face à la demande de diagnostic d'un ouvrage hydraulique. Les trois paragraphes suivants sont tous en relation avec cette notion de haut rendement. Nous présentons dans un premier temps un système d'acquisition spatial de PS à haut rendement dynamique en eau, et dans un deuxième temps, un système d'acquisition à haut rendement statique multi-électrodes utilisé lors des tests à la saumure présentés dans le chapitre précédent. Enfin, une troisième partie sera consacrée à la description de procédures de traitement automatisées (problème inverse exposé dans le **Chapitre 4**) des données de PS.

## 6.1. Les mesures à haut rendement dynamique

La méthode de mesures de PS en eau à haut rendement peut être décrite à l'aide d'une électrode tractée au fond de l'eau avec mesure du potentiel électrique à périodicité élevée. Concrètement, sur le terrain, l'électrode de référence, par définition fixe, est positionnée en crête d'ouvrage au niveau d'un point milieu le long du linéaire de digue à investiguer et l'électrode de mesure est traînée à l'aide d'un bateau muni d'un GPS (permettant de recalcr le profil d'acquisition sur une carte du site). Typiquement, les mesures sont réalisées via un logiciel d'acquisition développé sous Labview à une fréquence d'acquisition de 200 Hz, et moyennées toutes les secondes. Cette grande fréquence d'acquisition permet entre autre de filtrer le signal à 50 Hz caractéristique du réseau EDF. La longueur investiguée par ce type de dispositif correspond alors à deux fois la longueur du câble qui connecte le dispositif d'acquisition à l'électrode de mesure. Au vu de l'importance de la distance entre les deux électrodes, il convient de faire très attention aux phénomènes d'induction dans le câble, qui s'amplifient en fonction de la longueur du câble débobiné. A titre d'exemple, sur la digue présentée dans le **Chapitre 4**, l'électrode de mesure nécessaire à la réalisation des deux cartographies de PS a été positionnée de telle sorte que la longueur du câble soit la plus courte possible. En effet, sur ce site plus la longueur du câble séparant l'électrode de référence de l'électrode de mesure était grande et plus la lecture sur le voltmètre était difficile de par l'instabilité de la mesure. En revanche, sur les sites que nous allons maintenant examiner, les mesures ont été parfaitement stables quelque soit la longueur de câble débobiné.

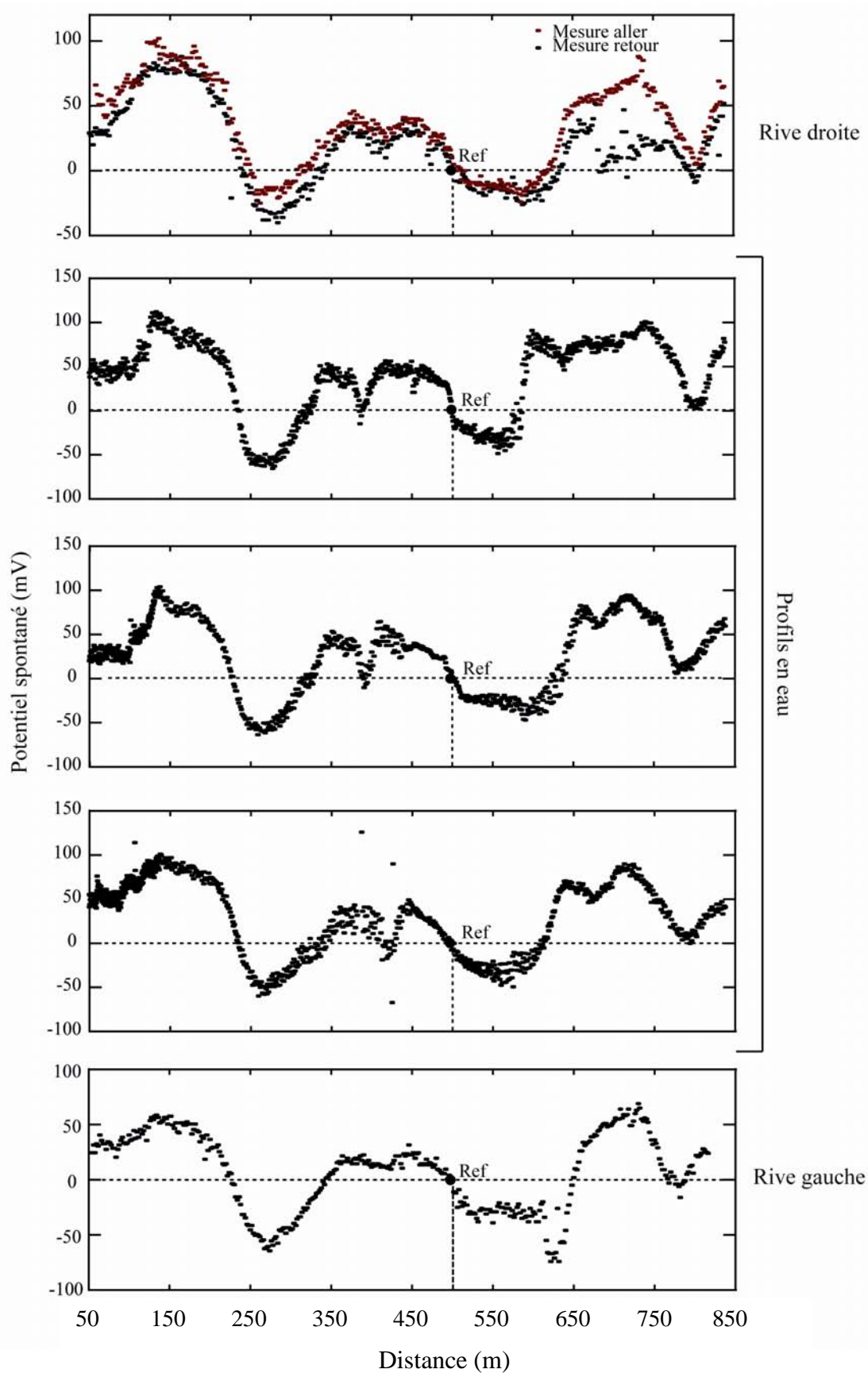
C'est donc ce type de protocole qui a été utilisé sur un site du sud-ouest de la France (**site D**). Il s'agissait de réaliser des mesures le long d'un canal de dérivation qui présente un linéaire d'environ 900 mètres. Trois profils équidistants en eau et deux profils à terre situés respectivement en rive droite et rive gauche de l'ouvrage ont été réalisés. L'objectif de l'étude était d'établir un "état zéro" de l'ouvrage afin de mettre en évidence d'éventuelles hétérogénéités de structures ainsi que d'éventuelles fuites. Le résultat de cette étude est présenté **Figure 6.1**.



**Fig. 6.1-** Cartographie de potentiel spontané réalisée le long d'un canal de dérivation (site D).

Tous les profils PS utilisés pour la réalisation de cette cartographie sont présentés **Figure 6.2**.



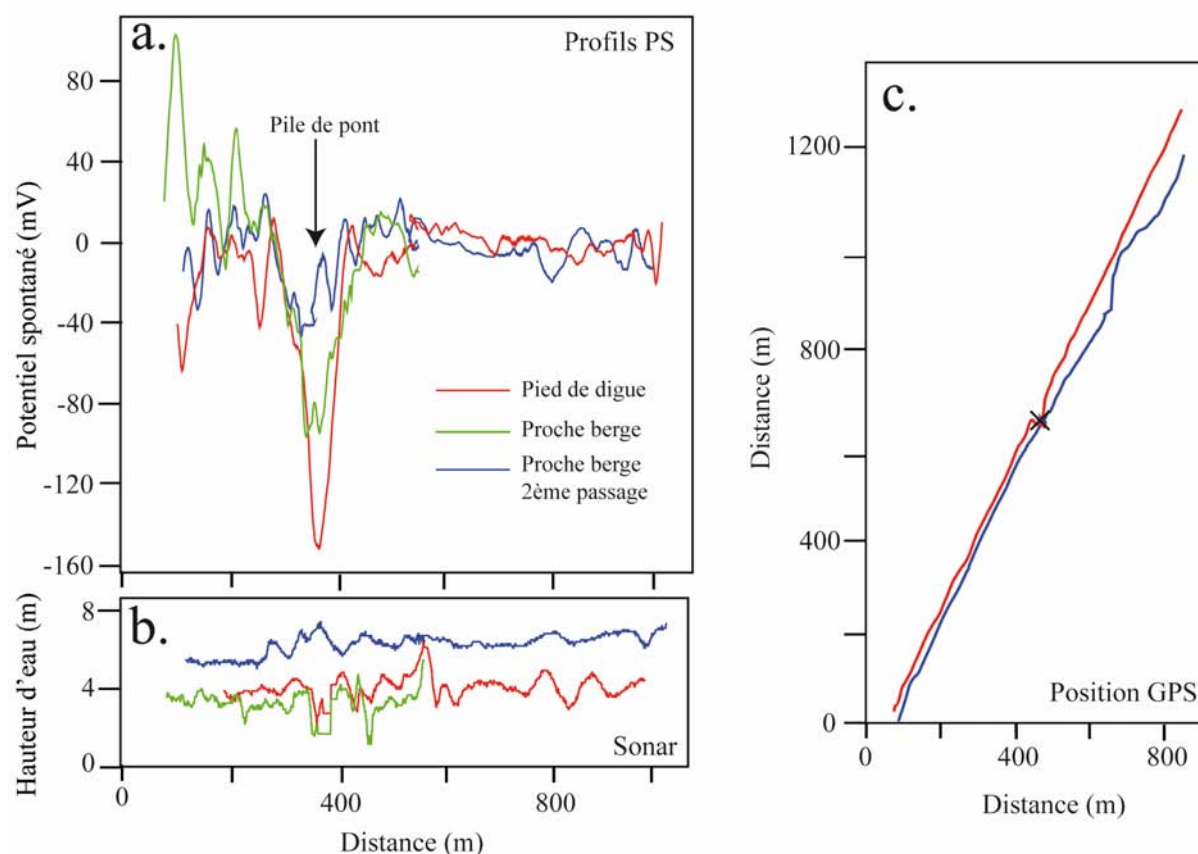


**Fig. 6.2-** Profils de potentiel spontané réalisés d'amont en aval le long du canal de dérivation.

L'ensemble des mesures en eau couvrent alors une distance d'environ 2,5 kilomètres pour une durée d'intervention sur site d'environ une demi-journée à une journée (malgré l'accrochage répété de l'électrode de mesure au fond de la retenue). Tous les différents profils mesurés, les deux profils à terre (rive droite et rive gauche), ainsi que les trois profils en eau présentent de manière très claire des variations spatiales semblables du signal PS qui montre une excellente cohérence entre les mesures à terre et dans l'eau. La bonne répétitivité des mesures se voit par les mesures effectuées en aller-retour au niveau de la rive droite. Cette répétitivité conforte la fiabilité du dispositif de mesure ainsi que des données acquises. Les grandes longueurs d'ondes des signaux de PS mesurées lors de cette étude suggèrent la présence d'hétérogénéités de structure du canal de dérivation. En effet, comme nous l'avons montré dans la **Figure 1.5** du **Chapitre 1**, une anomalie PS de plusieurs mètres voire plusieurs dizaines de mètres de largeur, comme c'est le cas ici, s'explique généralement par des hétérogénéités dans la lithologie du sous-sol. Ceci se confirme par la signature électrique similaire des fluctuations PS, aussi bien en rive droite qu'en rive gauche. On notera tout de même que le profil effectué en rive gauche présente une anomalie de faible longueur d'onde localisée au point métrique 625, qui pourrait correspondre à une zone de fuite. Sur ce site, il s'avère que l'utilisation d'un dispositif d'acquisition à haut rendement ne semble pas poser de problèmes quant à la qualité des données acquises. Cependant, l'étude de ce site s'est déroulée en prenant des précautions notamment concernant une ligne électrique haute tension qui longe la rive gauche du canal de dérivation. Afin d'éviter toute perturbation des mesures par l'environnement électromagnétique du site, cette ligne à haute tension a été coupée pendant toute la durée de la campagne de mesures. Sur ce site, le protocole de mesure à haut rendement semble satisfaisant de par la qualité des mesures enregistrées et de par la rapidité de la réalisation de cette cartographie de PS.

Un autre site a été investigué dans le sud-est de la France. Il s'agit du même site que celui présenté dans le **Chapitre 4**, c'est-à-dire une digue en terre (**Site A**). Le protocole de mesure est sensiblement identique à celui exposé précédemment c'est-à-dire une électrode de référence localisée sur la berge et une électrode traînée au fond de la retenue. En revanche, il s'agit, contrairement à l'exemple du contre-canal, d'une digue d'une largeur de plusieurs dizaines de mètres canalisant le Rhône. Les mesures se sont alors concentrées en rive droite suivant un profil d'acquisition proche de la rive et un autre plus éloigné en pied de digue. Ces deux linéaires d'acquisition permettent alors de vérifier d'une part, la répétitivité des mesures et d'autre part, la présence d'une anomalie plus ou moins marquée. En plus de ce dispositif,

l'embarcation nécessaire au déplacement de l'électrode de mesure est équipée d'un GPS afin de recalibrer les profils PS. S'ajoute à cela un sonar qui permet de mesurer la hauteur d'eau à l'aplomb de l'embarcation. Il s'agit ici de corréler d'éventuelles anomalies PS avec des structures singulières en profondeur (carcasse de voiture, pile de pont par exemple). L'environnement très anthropisé de ce site d'étude présentait un haut niveau de bruit électromagnétique. Nous présentons ici un exemple de mesures comprenant les données de PS, les données du sonar ainsi que les positions GPS des profils (**Figure 6.3**).



**Fig. 6.3-** a. Présentation des données de potentiel spontané en eau du site A. b. Mesures sonar issues des mesures de potentiel spontané. c. Profils GPS pour les linéaires PS proche berge et proche pied de digue.

Les données de PS obtenues sur ce site présentent une certaine répétitivité pour des grandes amplitudes de signal PS. En effet, on remarquera une chute notable du potentiel électrique de l'ordre de 160 mV pour le passage en pied de digue et 80 mV pour le passage proche berge à l'abscisse 350 mètres. Cette anomalie flagrante est générée par la présence d'une pile de pont. Il s'agit donc ici de signaux électriques de nature électro-redox. Hormis

cette anomalie de potentiel électrique, il est difficile de repérer des anomalies de plus faible amplitude qui pourraient correspondre à des zones de fuite dont la signature électrique doit être négative. On notera tout de même une chute notable du potentiel électrique de 20 mV proche berge à l'abscisse 800 mètres, qui signerait la présence éventuelle d'une zone d'écoulement préférentielle. Cependant, il s'avère difficile sur ce site de distinguer des anomalies de potentiel d'électrofiltration de l'ordre de la dizaine de millivolt. La **Figure 6.3-c** présente les positions des deux linéaires de mesure de PS. Elle montre indirectement la difficulté des mesures lors d'acquisition à contre-sens du courant du fleuve (abscisses croissantes) au niveau du pied de digue (à environ une vingtaine de mètres de la berge). En effet, à cette distance et à contre-courant, on remarque que le linéaire de mesure PS n'est pas rectiligne en comparaison d'une part, de l'acquisition proche berge effectuée dans la même direction et d'autre part, aux acquisitions dans le sens du courant (abscisse décroissante). Ceci pose un problème pour la précision de la localisation souhaitée des linéaires de mesures à haut rendement dans ce cas de figure.

Ce site d'étude montre les limites de la méthode PS à haut rendement pour des environnements très anthropisés. En effet, le haut niveau de bruit ne permet pas de manière catégorique (sans ambiguïté) de valider la présence de fuites par la détection d'anomalie de l'ordre de la dizaine de millivolt. En comparaison, les signaux électro-redox sont de l'ordre de la centaine de millivolt. En revanche, les zones négatives repérées (comme l'anomalie de potentiel électrique d'environ -20 mV évoquée précédemment) peuvent, a posteriori, faire l'objet d'une attention particulière, avec une seconde campagne d'investigation géophysique plus ciblée.

## 6.2. Les mesures à haut rendement statique

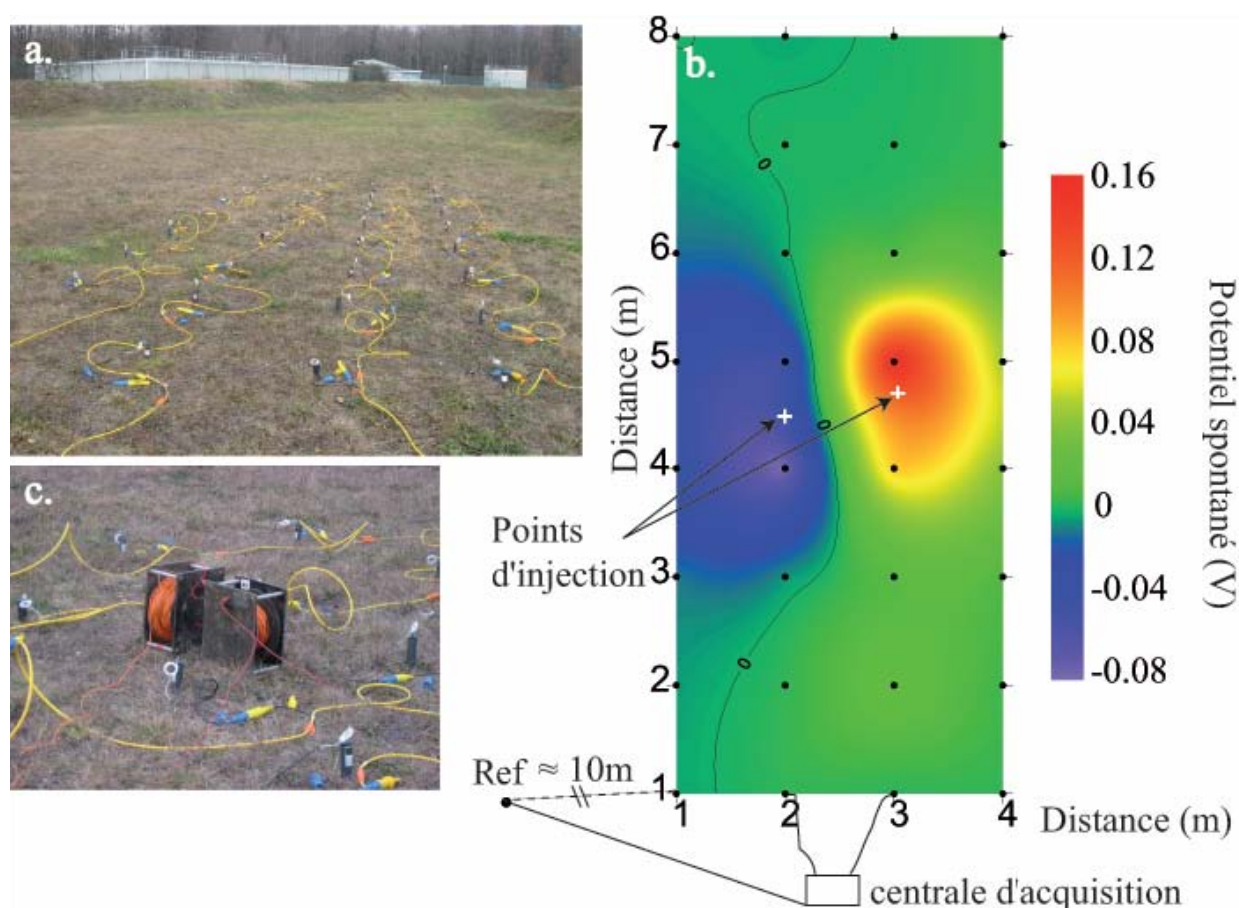
Dans le cadre des tests à la saumure avec mesure PS à périodicité d'acquisition élevée réalisés sur le site présenté dans le § 5.2 du **Chapitre 5**, la société Fugro Géotechnique a dû développer un système d'acquisition applicable sur les ouvrages hydrauliques. Le système de mesure comporte ainsi deux flûtes composées chacune de 16 connections étanches. Ces connections numérotées de 0 à 15 et de 16 à 31 (correspondant à un total de 32 connections) sont reliées à des électrodes impolarisables de type Petiau. Les deux flûtes de mesure de PS sont reliées à une centrale d'acquisition qui, via une connexion USB, peut être pilotée à l'aide

d'un logiciel développé sous Lab-View par Fugro Géotechnique. L'échantillonnage classiquement utilisé est de 200 Hz, mais cette fréquence peut être directement modifiée via l'ordinateur de contrôle. Au niveau de cette centrale d'acquisition, une connexion supplémentaire est dédiée à l'électrode de référence (**Figure 6.3 a, b**).



**Fig. 6.3-** La centrale d'acquisition.

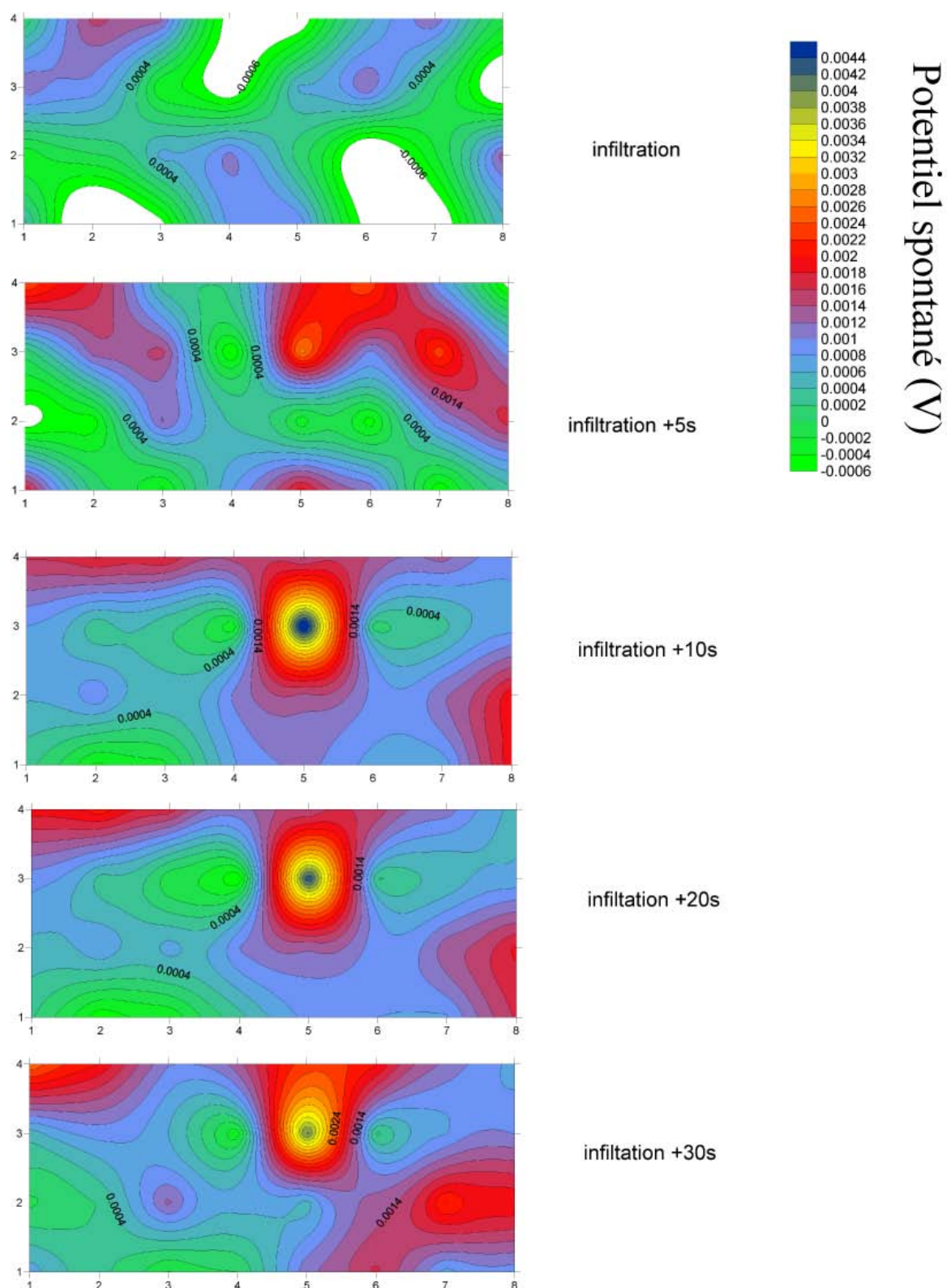
La centrale d'acquisition est dotée d'une carte d'acquisition National Instrument NI, 32 voies, avec une impédance de 10 G $\Omega$ . Afin de valider le système de mesures, plusieurs essais ont été réalisés. Il s'agissait de vérifier la bonne connexion des 32 électrodes sur les câbles constituant les deux flûtes ainsi que de tester le logiciel d'acquisition. Le premier exemple de test se présente sous la forme d'une cartographie PS de 4 par 8 électrodes selon la disposition présentée sur la **Figure 6.4**. L'électrode de référence est positionnée à une distance d'environ dix mètres vers le sud-ouest de la cartographie. Une batterie de voiture (de 12 volts) est utilisée pour générer un courant électrique dans le sous-sol. La position des deux bornes, positive et négative, de la batterie est présentée sur la **Figure 6.4 b**. Cette Figure montre le résultat en termes de potentiel électrique mesuré en surface par le réseau des 32 électrodes. Nous voyons nettement le dipôle électrique se former, en accord avec l'injection de courant effectuée à l'aide de la batterie.



**Fig. 6.4-** **a.** Positionnement des 32 électrodes. **b.** Cartographie du potentiel spontané pendant l’injection de courant. **c.** Bobines reliant la batterie aux fiches bananes plantées dans le sol.

Cette première expérience de terrain nous a permis de valider le fonctionnement du dispositif de mesure. Une deuxième expérience de terrain a été réalisée avec la même géométrie que précédemment et a consisté à “inonder” une (et une seule) électrode impolarisable parmi les 32. L’intérêt ici était de déterminer la sensibilité de mesure du dispositif. Les résultats sont présentés en **Figure 6.5**. Cette Figure se compose de cinq cartographies PS réalisées dans un premier temps à 5 secondes d’intervalle, puis 10 secondes. On voit alors apparaître une anomalie de potentiel électrique de l’ordre de 4,5 mV au bout de 10 secondes qui suit le début de l’infiltration. Les deux cartographies suivantes, correspondant aux temps d’injection + 20s et + 30s, montrent une atténuation du signal qui n’est alors plus que d’environ 3,8 mV. Cette deuxième expérience montre alors d’une part, la sensibilité du dispositif (de l’ordre du millivolt) et d’autre part, et ceci constitue l’intérêt majeur de l’essai, la possibilité d’un suivi temporel des variations de PS.





**Fig. 6.5-** Cartographies de potentiel spontané du suivi temporel d'une zone d'infiltration localisée au niveau de l'électrode  $x = 5\text{m}$ ,  $y = 3\text{m}$ , sur une période de temps de 30 secondes. Ces cartographies montrent aussi des variations temporelles d'environ 1mV au niveau d'autres électrodes.

Ce dispositif de mesures peut être utilisé en suivi temporel (“monitoring”), aussi bien pour une cartographie que sur un profil de PS. L’utilisation de ce système d’acquisition sur des sites réels comme ce fut le cas au cours des mesures réalisées sur le barrage présenté dans le **Chapitre 5**, montre l’intérêt d’un tel procédé.

### 6.3. Un traitement automatisé

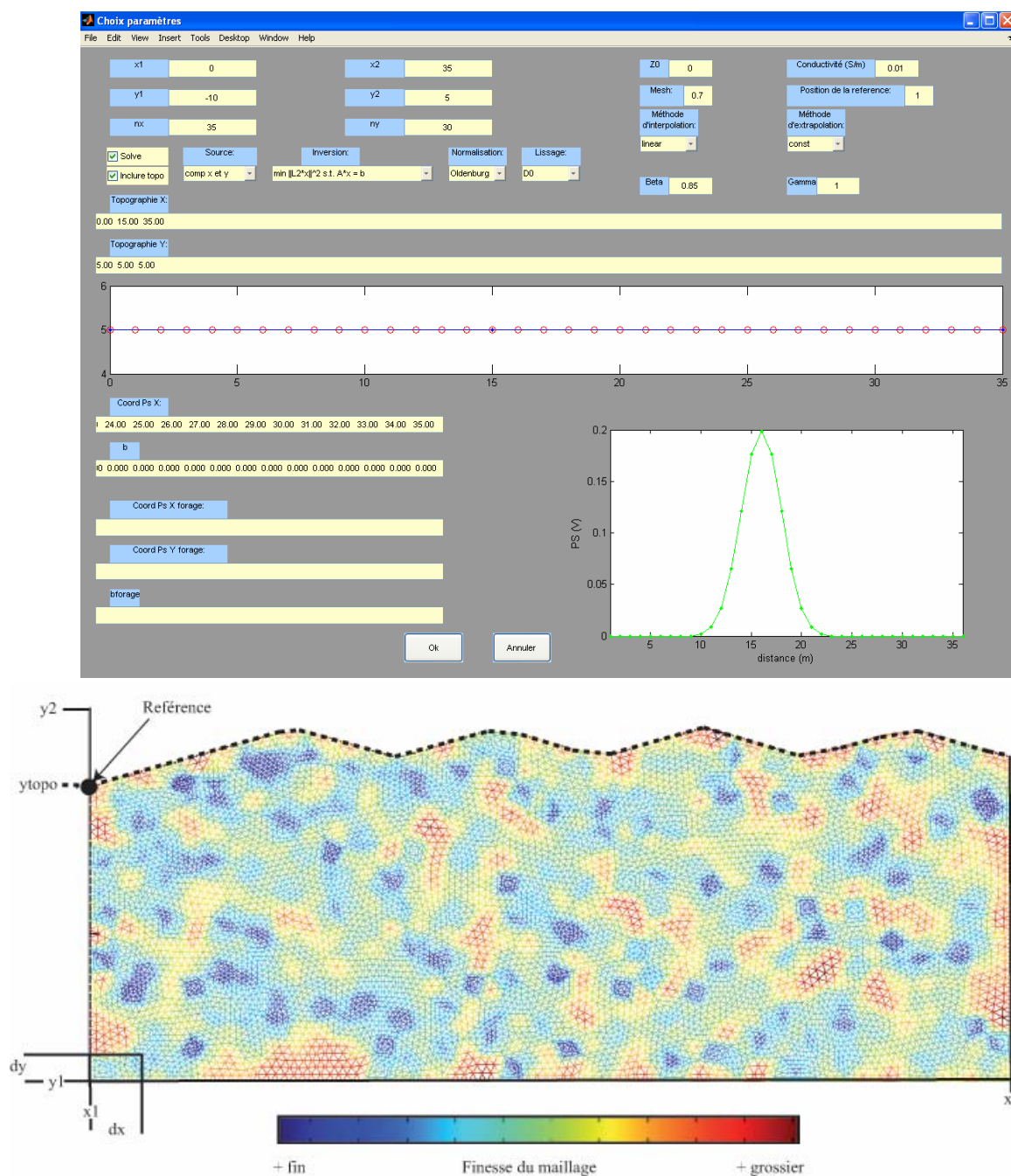
De la prise de mesure de PS, à l’estimation d’un débit de fuite par méthode inverse, comme ce fut le cas dans le **Chapitre 4**, plusieurs étapes sont nécessaires et détaillées comme exposé en **Figure 4.4** du **Chapitre 4**. L’automatisation de ces étapes permet d’une part, une plus grande rapidité dans le traitement des données et d’autre part, une flexibilité plus importante dans le choix des différents paramètres utilisés pour le traitement des données. Ce travail d’automatisation a été réalisé pendant cette thèse en couplant les deux logiciels MATLAB et COMSOL Multiphysics. Le traitement automatisé présente dans une première version une approche en 2 dimensions du traitement des données. Il s’agit, via une interface, de contrôler les divers paramètres qui entrent dans le processus de traitement inverse. Ces paramètres peuvent être séparés en plusieurs catégories. Il convient ainsi de distinguer :

- les paramètres relatifs à la géométrie du problème. Ceux-ci définissent les dimensions du problème ainsi que la topographie du site.
- les paramètres relatifs à la précision, la définition que l’on souhaite de la solution. Il s’agit ici de définir les pas  $dx$  et  $dy$  de discrétisation du Kernel et donc de la solution. Bien entendu, plus ce pas sera court, mieux la géométrie sera discrétisée et plus le temps de calcul sera long. Il convient alors de trouver, suivant l’objectif voulu et le nombre de données réelles, le bon compromis entre précision et temps de calcul. Enfin, le pas choisi étant indépendant du maillage de calcul par éléments finis, un paramètre supplémentaire a été ajouté et permettra à l’opérateur de choisir la taille du maillage de calcul.
- les paramètres relatifs au problème inverse. Le type de réponse souhaitée à un problème n’étant pas le même suivant l’objet étudié, différents paramètres (types de lissage, normalisation par rapport à la profondeur etc) permettent de définir les critères d’inversion à fixer par l’opérateur. Notons ici, la possibilité d’intervenir sur le type de



lissage de la solution qui rendra compte d'une solution plus ou moins compacte suivant la nature des sources étudiées.

Une interface permet de définir l'ensemble de ces paramètres et est présentée en **Figure 6.6**.

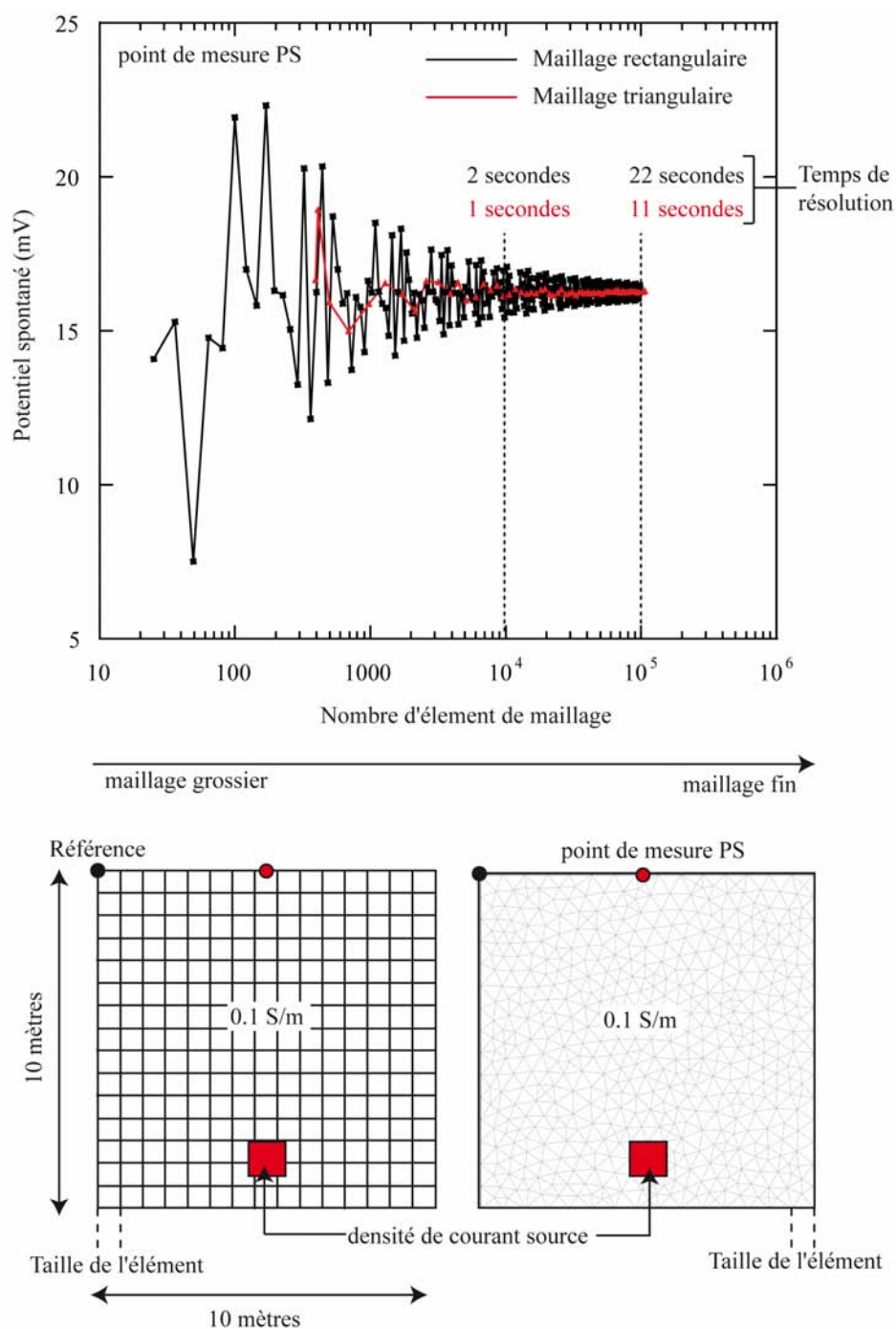


**Fig. 6.6-** a. Présentation de l'interface d'inversion des données de potentiel spontané.  
b. exemple de modèle 2D avec topographie, de pas dx, dy et de maillage.

Cette figure présente non seulement l'interface de contrôle des paramètres mais aussi un exemple de géométrie et de maillage triangulaire ainsi qu'un exemple de pas d'échantillonnage  $dx$  et  $dy$ , qui correspond alors aux dimensions  $x$ ,  $y$  de la discrétisation du Kernel.

Le problème est d'autant plus sous-déterminé que l'écart entre le nombre d'inconnues et le nombre de données est grand. Généralement, les données sont cantonnées à des mesures de surface. Pour rendre le problème moins sous-déterminé, notamment vis-à-vis du manque d'information en profondeur, l'opérateur peut choisir d'inclure, via l'interface un ou plusieurs paramètres contraignant la localisation des sources dans le domaine (informations qu'il aura obtenues par des mesures en forages, ou bien contraintes imposées a priori). Cette automatisation du traitement des données de PS doit aussi être ergonomique dans son utilisation. En effet, le temps de résolution du problème direct (calcul du Kernel) peut s'avérer très long, suivant les paramètres choisis. Une fois ce calcul effectué, l'opérateur peut, en modifiant un paramètre de l'interface, réaliser une multitude d'inversions en changeant certains paramètres qui contrôlent le problème inverse sans avoir besoin de recalculer le Kernel.

Il est à noter que la solution obtenue sera toujours en adéquation avec le maillage choisi par l'opérateur. Un maillage grossier permet un temps de calcul relativement court mais, a contrario, offre une solution numérique moins bonne. Afin d'illustrer ce propos, la **Figure 6.7** montre, pour deux types de maillage proposés par COMSOL Multiphysics, les variations de PS mesurées en un point de la surface. La source est une densité de courant  $\mathbf{j}_y$  de section carré, localisée en profondeur. La distribution de résistivité électrique est homogène.



**Fig. 6.7-** Variations de la valeur du potentiel électrique mesuré en un point de la surface en fonction du type et de la qualité du maillage de calcul.

Cette figure montre que pour un maillage triangulaire, les variations de la PS obtenues en surface arrivent à un palier très stable quand on raffine le maillage. En revanche, pour un maillage rectangulaire, les variations du potentiel électrique restent importantes, même si là aussi, on semble atteindre un palier. De plus, cette figure présente l'effet non négligeable du

maillage sur la valeur absolue du potentiel électrique. Pour des maillage très grossiers, l'erreur sur la calcul du potentiel électrique peut atteindre des valeurs de 30% et plus.

Au final, on obtient une distribution de densité de courant source  $\mathbf{J}_s$  dans tout le domaine. La solution obtenue est une solution discrétisée en blocs définis par les pas d'échantillonnage  $dx$  et  $dy$ . Il est possible d'interpoler cette distribution de densité de courant source comme nous l'avons fait dans le **Chapitre 4**, afin d'obtenir une solution plus lissée. Dans certain cas, cette interpolation est impossible, au vu de la distribution de résistivité électrique, car elle induit des pertes ou des ajouts de densité de courant source dans des zones qui n'en possèdent pas a priori.

Nous avons donc développé un outil qui rend plus efficace l'inversion des données de PS. Il convient cependant de le tester sur différents types d'ouvrages (non réalisé dans ce travail).



## Conclusions

---

Rappelons tout d'abord les objectifs de la thèse dans le cadre du thème détection du projet ERINOH. Il s'agissait dans un premier temps de développer une base théorique sur laquelle reposerait le lien existant entre la vitesse d'écoulement de l'eau dans un milieu poreux et le signal électrique généré par cet écoulement. Ce travail devait déboucher tout naturellement sur la réalisation de mesures sur des sites réels (digues et barrages) et l'estimation de débits de fuite. Enfin, une méthode d'acquisition haut rendement de PS, devait être développée afin de répondre à la problématique d'investigation de grands linéaires (investigations kilométriques). A l'issue de cette thèse, ces objectifs ont été atteints.

Dans un premier temps, concernant la base théorique, de nombreux travaux ont été réalisés. Le lien existant entre vitesse d'écoulement et signal électrique s'exprime au travers de la loi d'Ohm généralisée (référéncée **Eq. 1.9 et 1.14 du Chapitre 1**). L'apport des travaux réalisés dans le cadre de cette thèse porte sur la généralisation de ces équations dans des domaines où le régime d'écoulement est non visqueux laminaire. Ce travail d'extension de la théorie à d'autres régimes d'écoulement s'avérait nécessaire de par la nature des écoulements présents dans certains ouvrages hydrauliques et plus particulièrement sur les barrages où les forts gradients hydrauliques peuvent occasionner des écoulements non laminaires. Ce premier objectif a été atteint et s'est concrétisé par l'article présenté au **Chapitre 2**.

La suite de ce travail s'est tout naturellement dirigée vers la validation des équations présentées au cours du **Chapitre 1**. Cette validation a été réalisée par des résultats satisfaisants sur trois simulations numériques (problème direct) détaillées dans l'article présenté au **Chapitre 3**. Ce chapitre montre aussi une extension de la théorie de la PS pour un milieu non saturé. Sa validité est également démontrée par la concordance entre les données de PS mesurées et les résultats issus de simulation numérique, sur un site d'écoulement en zone vadose.

Une troisième partie de cette thèse concerne la mise en pratique de la théorie pour l'estimation des débits de fuites dans les ouvrages. Une estimation, par méthode inverse, des débits de fuite a pu être réalisée sur une digue et constitue le **Chapitre 4** de ce rapport. Ce

travail a, en outre, permis de comparer la profondeur du passage de la fuite, estimée par méthode inverse, avec une mesure de chute de perméabilité obtenue en forage. Cet objectif de détection et de quantification correspond à l'enjeu majeur du thème détection du projet ERINOH auquel l'étude des signaux de PS doit répondre. Toujours dans cet objectif de localisation et de quantification des zones de fuites, d'autres approches ont été réalisées sur différents sites. Ces approches appelées "PS actives" dans le **Chapitre 5** constituent une réelle innovation dans l'investigation des ouvrages hydrauliques. Elles apportent une réponse précise en termes de protocole de détection des fuites en permettant une évaluation des vitesses d'écoulement et des perméabilités des zones d'écoulement préférentiel. Ce travail ouvre la porte au perfectionnement de ces nouvelles approches, et éventuellement à d'autres protocoles de "PS active". Dans le cadre de ce travail, on montre aussi l'utilité de ces nouvelles approches dans l'estimation de la profondeur d'une zone de fuite.

Enfin, et pour répondre à la problématique de haut rendement, Fugro Géotechnique a développé un système d'acquisition haute fréquence pour les mesures de grands linéaires de digue en eau. L'efficacité de la prise de mesure est discutée dans le **Chapitre 6**. Ce travail a permis, dans une certaine mesure, de valider la faisabilité de la mesure PS par traînée d'électrodes au fond d'une retenue. Cette validation est passée par la vérification de la répétitivité des mesures qui, suivant le site d'étude, peut être très différente (de par l'environnement électromagnétique du site). On répond alors ici à cette notion de haut rendement qui, même si les mesures de potentiel électrique s'avèrent efficaces dans la détection des fuites, restent indispensables pour le développement de cette méthode aux ouvrages hydrauliques. Toujours concernant le haut rendement, mais cette fois en termes d'analyse des données, une procédure d'automatisation de traitement des données PS a été réalisée dans le but de réduire le temps entre la prise de données sur le terrain et l'évaluation d'un débit de fuite.

Une conclusion générale sur l'applicabilité de la méthode de PS sur les digues et les barrages peut maintenant être établie. Au vu des différentes investigations PS réalisées sur les sites présentés dans le cadre de cette thèse, plusieurs remarques apparaissent. Il est tout d'abord important de noter l'influence de l'environnement électromagnétique des sites d'études. Aussi, un site qui présente un environnement faiblement anthropisé posera peu de problèmes à une investigation haut rendement. En revanche, un site fortement anthropisé (généralement caractérisé par un fort bruit électromagnétique) nécessitera une attention

particulière, notamment vis-à-vis de l'écartement entre l'électrode de référence et l'électrode de mesure. Ainsi plus l'écartement sera grand et plus les mesures seront instables. Concernant les différentes mesures (cartographie ou profil) il est évident qu'une cartographie présentera un résultat bien plus efficace en termes de résolution spatiale qu'une acquisition en profil. La cartographie présentera l'intérêt majeur de suivre l'extension spatiale du potentiel électrique en surface, permettant une interprétation plus facile des anomalies PS. En revanche, pour des tests à la saumure, comme ceux présentés dans le **Chapitre 5** de ce rapport, une acquisition en profil reste suffisante. Cependant, les sites présentent plusieurs configurations, géométries, avec des surfaces qui présentent plus ou moins de végétations ; autant de paramètres qui vont contrôler le choix du protocole d'acquisition le plus approprié.





# Perspectives

---

A l'issu de ce travail de thèse, plusieurs perspectives de recherche et de développement peuvent être envisagées.

- Le haut rendement à terre :

L'application de la méthode PS dans le cadre de mesures à terre s'avère parfois difficile au vu des conditions qui se présentent sur le site d'étude (la topographie, la présence de végétation et tout autre obstacle présent en surface). Toutefois, un système d'implantation automatique de l'électrode de mesure peut éventuellement être élaboré. On pourrait alors imaginer un système d'électrodes de mesures fixées à une chenille tournante permettant un contact prolongé de l'électrode avec le sol. Ceci pourrait constituer une première perspective de développement de mesure à haut rendement du potentiel électrique à terre.

- Calcul et interprétation des données PS en 3D :

Au cours de cette thèse, une estimation du débit de fuite d'une digue en terre a pu être réalisée par inversion 2D des données PS à l'aide de l'information de distribution de résistivité électrique 2D obtenue par tomographie de résistivité électrique (**Chapitre 4**). L'étape suivante serait alors de considérer non pas seulement un profil PS mais la cartographie entière afin d'en tirer l'ensemble de l'information électrique. Cependant, plusieurs obstacles interviennent à ce stade. En effet, il est nécessaire de connaître la distribution 3D du sous-sol en termes de résistivité électrique. Cependant, nous nous confrontons là à plusieurs difficultés :

- Concernant la résistivité électrique :

- Des erreurs de mesures de résistivité électriques peuvent intervenir à cause de la topographie d'un site. En effet, des mesures réalisées de manière parallèle à la digue ne respectent pas la symétrie topographique et induisent des erreurs dans l'estimation des valeurs de résistivité électrique.

→ La qualité des données de résistivité électrique diminue de manière exponentielle avec la profondeur ; les écoulements se situant préférentiellement en profondeur par rapport à la crête de digue, ceci engendre alors une erreur supplémentaire qui vient s'ajouter au processus inverse.

- Concernant le potentiel spontané :

→ La méconnaissance de la distribution de l'excès de charge par unité de volume poral dans l'ensemble de la digue limite sensiblement une évaluation précise des débits de fuite.

Toutefois et malgré toutes ces incertitudes additionnelles (distribution de résistivité électrique, excès de charge par unité de volume poral), le développement d'algorithmes et d'interprétation 3D semble être envisageable mais suggère quelques précautions d'interprétations quantitatives.

- Applications du monitoring :

Dans le cadre de cette thèse, la prise de mesures PS en monitoring statique présente une application novatrice dans sa mise en œuvre (test à la saumure). Il serait aussi intéressant d'effectuer des monitorings PS cette fois-ci non plus lors d'injection de solution saline (saumure) mais au contraire par injection d'eau déminéralisée.

On peut aussi entrevoir des essais en laboratoire ou sur des sites tests (comme ceux présentés dans le projet Ijkdijk (projet Hollandais)) qui, utilisant cette technique de mesures, permettraient d'évaluer en temps réel, d'une part la vitesse d'écoulement au sein d'un ouvrage et d'autre part, l'évolution du régime d'écoulement dans le cadre d'un monitoring allant jusqu'à la rupture de l'ouvrage.

- Surveillance à grande échelle :

La surveillance à grande échelle semble être envisageable mais dépend très nettement de l'environnement électromagnétique des sites comme l'ont montré les travaux réalisés au cours de ces 3 années de thèse. Dans le cadre d'une surveillance temporelle avec la mise en demeure des électrodes de mesures du potentiel électrique, des difficultés interviennent rapidement. En effet, outre les dérives indépendantes des électrodes les unes vis-à-vis des autres, s'ajoutent à cela les fluctuations saisonnières qui empêchent une interprétation fiable des données. Des études plus approfondies dans ce type de démarche de surveillance s'avèrent nécessaires et constituent une perspective supplémentaire dans les années à venir.



## Références bibliographiques

- Ahmad, M. (1964), A laboratory study of streaming potentials, *Geophys. Prospect.*, 12, 49–64.
- Aizawa, K. (2004), A large self-potential anomaly and its changes on the quiet Mt. Fuji, Japan, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L05612. doi:10.1029/2004GL019462.
- AlSaigh, N.H., Mohammed, Z.S., and Dahham, M.S. (1994), Detection of water leakage from dams by self-potential method, *Engineering Geology*, 37(2), 115-121.
- Archie, G. E. (1942), The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics, *Trans. AIME*, 146, 54–61.
- Arora, T., A. Revil, N. Linde, and J. Castermant. (2007), Non-intrusive determination of the redox potential of contaminant plumes using the self-potential method, *Contaminant Hydrology*, 92, 274-292.
- Aubert, M., Dana, I. N., Gourgaud, A. (2000), Internal structure of the Merapi summit from self-potential measurements, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 100(1), 337–343.
- Aubert, M. and Atangana, Q. Y. (1996), Self-potential method in hydrogeological exploration of volcanic areas, *Ground Water*, 34, 1010– 1016.
- Batchelor, G. K. (1972), *An Introduction to Fluid Dynamics*, Cambridge University Press.
- Bedrosian, P. A., Unsworth, M. J., and Johnston, M. J. S. (2007), Hydrothermal circulation at Mount St. Helens determined by selfpotential measurements, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 160(1–2), 137–146.
- Berube, A.P., (2007), A graphical 3D finite element program for modelling self-potentials generated by flow through a porous medium, *J. Environmental and Engineering Geophysics*, 12(2), 185-197.
- Birch F. S. (1993), Testing Fournier's method for finding water table from self-potential, *Ground Water*, 31, 50–56.
- Block, G. I., and J. G. Harris (2006), Conductivity dependence of seismoelectric wave phenomena in fluid-saturated sediments, *J. Geophys. Res.*, 111, B01304, doi:10.1029/2005JB003798.
- Bocquet, P. E., C. M. Sliepcevich, and D. F. Bohr (1956), Effects of turbulence on the streaming potential, *Ind. Eng. Chem.*, 48, 197–200.
- Bogoslovsky, V. A., and V. A. Ogilvy (1970), Natural potential anomalies as a quantitative index of the role of water seepage from reservoir, *Geophys. Prospect.*, 18, 261–268.

- Bogoslovsky, V. A. and Ogilvy, A. A. (1972), The study of streaming potentials on fissured media models, *Geophys Prospecting*, 51, 109–117.
- Bogoslovsky, V. A. and Ogilvy, A. A. (1973), Deformation of natural electric fields near drainage structures, *Geophys. Prospecting*, 21, 716–723.
- Bolève, A., A. Crespy, A. Revil, F. Janod, and J. L. Mattiuzzo. (2007), Streaming potentials of granular media: Influence of the Dukhin and Reynolds numbers, *J. Geophys. Res.*, 112, B08204, doi:10.1029/2006JB004673.
- Bolève A., A. Revil, F. Janod, J. L. Mattiuzzo, and A. Jardani. (2007b), Forward modeling and validation of a new formulation to compute self-potential signals associated with ground water flow, *Hydrology and Earth System Sciences*, 11(5), 1661-1671.
- Boulanger, O., Chouteau, M. 2001. Constraints in 3D gravity inversion. *Geophysical Prospecting* 49(2), 265-280.
- Brovelli, A., G. Cassiani, E. Dalla, F. Bergamini, D. Pitea, and A. M. Binley (2005), Electrical properties of partially saturated sandstones: novel computational approach with hydrogeophysical applications, *Water Resour. Res.*, 41, W08411, doi:10.1029/2004WR003628.
- Bull, H. B., and R. A. Gortner (1932), Electrokinetic potentials. X. The effect of particle size on potentials, *J. Phys. Chem.*, 36, 111 – 119.
- Castermant J., C.A. Mendonça, A. Revil, F. Trolard, G. Bourrié, and N. Linde. (2008), Redox potential distribution inferred from self-potential measurements during the corrosion of a burden metallic body, *Geophysical Prospecting*, 56, 269-282, doi:10.1111/j.1365-2478.2007.00675.x.
- Chasseriau, P., Chouteau M., 2003. 3D gravity inversion using a model of parameter covariance. *J. Applied Geophys.* 52(1), 59-74.
- Cho, I.K., and J.Y. Yeom (2007), Crossline resistivity tomography for the delineation of anomalous seepage pathways in an embankment dam, *Geophysics*, , 72(2) G31-G38.
- Colangelo, G., Lapenna, V., Perrone, A., et al. (2006), 2D Self-Potential tomographies for studying groundwater flows in the Varco d'Izzo landslide (Basilicata, southern Italy), *Engineering Geology*, 88(3–4), 274–286.
- Comsol: <http://www.comsol.com/>, 2007.
- Corwin, R. F. 1997. The self-potential method for environmental and engineering applications: Geotechnical and environmental geophysics, in “Investigations in Geophysics”, 5, edited by H. Ward, *Soc. Expl. Geophys.*, 1.

- Corwin, R.F. 1985. The self-potential method and its engineering applications – An overview. *Geophysics* 50(2), 282-282.
- Crespy, A., A. Bolève, and A. Revil. (2007), Influence of the Dukhin and Reynolds numbers on the apparent zeta potential of granular media, *Journal of Colloid and Interface Science*, 305, 188-194.
- De Marsily. (1981), *Hydrogéologie quantitative*, Ed. Masson.
- Ennis, J., and L. R. White (1996), Dynamic Stern layer contribution to the frequency-dependent mobility of a spherical colloid particle: A low-zetapotential analytic solution, *J. Colloid Interface Sci.*, 178(2), 446–459.
- Ernstson, K. and Scherer, H. U. (1986), Self-potential variations with time and their relation to hydrogeologic and meteorological parameters, *Geophysics*, 51, 1967–1977.
- Fauchard C., Mériaux P. 2004. Geophysical and geotechnical methods for diagnosis flood protection dikes. Guide for implementation and interpretation. CEMAGREF Editions, Aix en Provence, Dec. 2004, ISBN 978-2-853-62643-9, 124 pages.
- Finizola, A., J. F. Lénat, O.Macedo, D. Ramos, J. C. Thouret, and F. Sortino (2004), Fluid circulation and structural discontinuities inside Misti volcano (Peru) inferred from self-potential measurements, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 135(4), 343– 360.
- Finizola, A., Sortino, S., Lénat, J.-F., Aubert, M., Ripepe, M., Valenza, M. (2003), The summit hydrothermal system of Stromboli. New insights from self-potential, temperature, CO<sub>2</sub> and fumarolic fluid measurements. Structural and monitoring implications, *Bull. Volcanol.*, 65, 486–504, doi:10.1007/s00445-003- 0276-z.
- Fournier, C. (1989), Spontaneous potentials and resistivity surveys applied to hydrogeology in a volcanic area: case history of the Chaîne des Puys (Puy-de-Dôme, France), *Geophys. Prospecting*, 37, 647– 668.
- Ganesh, M. (2007), *Monitoring of tailing Dams with Geophysical Methods*, Licentiate Thesis.
- Garon, M., A. Légaré, R. Guardo, P. Savard, and M. D. Buschmann (2002), Streaming potentials maps are spatially resolved indicators of amplitude, frequency and ionic strength dependant responses of articular cartilage to load, *J. Biomechanics*, 35(2), 207–216.
- Gex, P. (1980), Electrofiltration phenomena associated with several dam sites, *Bulletin of the Society Vaud Science and Nature*, 357(75), 39-50.
- Gibert, D., J.-L. Le Mouél, L. Lambs, F. Nicollin, and F. Perrier (2006), Sap flow and daily electrical potential variations in a tree trunk, *Plant Sci.*, 171(5), 572–584.



- Gorelik, L. V. (2004), Investigation of dynamic streaming potential by dimensional analysis, *J. Colloid Interface Sci.*, 274, 695– 700.
- Guichet, C., Jouniaux, L., and Pozzi, J.-P. (2003), Streaming potential of a sand column in partial saturation conditions, *J. Geophys. Res.*, 108, 2141–2153.
- Guichet, X., L. Jouniaux, and N. Catel (2006), Modification of streaming potential by precipitation of calcite in a sand-water system: laboratory measurements in the pH range from 4 to 12, *Geophys. J. Int.*, 166(1), 445– 460.
- Hansen, P.C., T. Sekii, and H. Shibahashi (1992), The modified truncated-SVD method for regularization in general form, *SIAM J. Sci. Stat. Comput.*, 13, 1142-1150.
- Ishido, T. and Mizutani, H. (1981), Experimental and theoretical basis of electrokinetic phenomena in rock-water systems and its application to geophysics, *J. Geophys. Res.*, 86, 1763–1775.
- Ishido, T. (2004), Electrokinetic mechanism for the “W”-shaped selfpotential profile on volcanoes, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L15616. doi:10.1029/2004GL020409.
- Jardani, A., J. P. Dupont, and A. Revil (2006a), Self potential signals associated with preferential groundwater flow pathways in sinkholes, *J. Geophys. Res.*, 111, B09204, doi:10.1029/2005JB004231.
- Jardani, A. A. Revil, F. Akoa, M. Schmutz, N. Florsch, and J.P. Dupont (2006b), Least-squares inversion of self-potential (SP) data and application to the shallow flow of the ground water in sinkholes, *Geophysical Research Letters*, 33(19), L19306, doi: 10.1029/2006GL027458.
- Jardani A., Dupont, J. P., and Revil, A. (2006a), Self-potential signals associated with preferential ground water flow pathways in sinkholes, *J. Geophys. Res.*, 111, B09204, doi:10.1029/2005JB004231.
- Jardani, A., Revil, A., and Dupont, J. P. (2006b), 3D self-potential tomography applied to the determination of cavities, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L13401, doi:10.1029/2006GL026028.
- Jardani, A., Revil, A., Santos, F., Fauchard, C., Dupont, J.P. (2007a), Detection of preferential infiltration pathways in sinkholes using joint inversion of self-potential and EM-34 conductivity data. *Geophysical Prospecting* 55, 1-11, doi: 10.1111/j.1365-2478.2007.00638.x.
- Jardani A., A. Revil, A. Bolève, J.P. Dupont, W. Barrash, and B. Malama. (2007b), Tomography of groundwater flow from self-potential (SP) data, *Geophysical Research Letters*, 34, L24403, doi:10.1029/2007GL031907.

- Jardani, A. (2007), Nouvelles approches géophysiques pour l'identification des dolines et des cavités souterraines dans un contexte karstique, Thèse, Université de Rouen.
- Jardani A., Revil A., Bolève A., Dupont J.P., 2008. 3D inversion of self-potential data used to constrain the pattern of ground water flow in geothermal fields, *Journal of Geophysical Research* 113, B09204, doi: 10.1029/2007JB005302, 2008.
- Jiang, Y. G., Shan, F. K., Jin, H. M., Zhou, L. W., and Sheng, P. (1998), A method for measuring electrokinetic coefficients of porous media and its potential application in hydrocarbon exploration, *Geophys. Res. Lett.*, 25(10), 1581–1584.
- Jouniaux, L. & Pozzi, J.P. (1995), Streaming potential and permeability of saturated sandstones under triaxial stress – Consequences for electrotelluric anomalies prior to earthquakes, *J. Geophys. Res.*, 100 (B6), 10197-10209.
- Kemna, A., Binley, A., Slater L. 2004. Crosshole IP imaging for engineering and environmental applications. *Geophysics* 69(1), 97-107.
- Kilty, K. T. and Lange, A. L. (1991), Electrochemistry of natural potential processes in karst. In: *Proc 3rd Conf on Hydrogeology, Ecology, Monitoring, and Management of Groundwater in Karst Terranes*, 4–6 Dec 1991, Maxwell House, Clarison, Nashville, Tennessee, 163–177.
- Kirby, B. J., and E. F. Hasselbrink (2004), Zeta potential of microfluidic substrates. 1. Theory, experimental techniques, and effects on separations, *Electrophoresis*, 25, 187–202.
- Kosmulski, M. and Dahlsen, P. (2006), High ionic strength electrokinetics of clay minerals. *Colloids and Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects*, 291, 212–218.
- Kulesa, B., B. Hubbard, and G. H. Brown (2003a), Cross-coupled flow modeling of coincident streaming and electrochemical potentials, and application to subglacial self-potential (SP) data, *J. Geophys. Res.*, 108(B8), 2381, doi:10.1029/2001JB001167.
- Kulesa, B., B. Hubbard, G. H. Brown, and J. Becker (2003b), Earth tide forcing of glacier drainage, *Geophys. Res. Lett.*, 30(1), 1011, doi:10.1029/ 2002GL015303.
- Kurtz, R. J., E. Findl, Al. B. Kurtz, and L. C. Stormo (1976), Turbulent flow streaming potentials in large bore tubing, *J. Colloid Interface Sci.*, 57, 28– 39.
- Kuwano, O., M. Nakatani, and S. Yoshida (2006), Effect of the flow state on streaming current, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L21309, doi:10.1029/ 2006GL027712.
- Lachassagne, P. and Aubert, M. (1989), Etude des phénomènes de polarisation spontanée (PS) enregistrées dans un sol lors de transferts hydriques verticaux, *Hydrogéologie*, 1, 7–17.

- Lapenna, V., Lorenzo, P., Perrone, A., Piscitelli, S., Rizzo, E., and Sdao, F. (2003), High resolution geoelectrical tomographies in the study of the Giarrosa landslide (Potenza, Basilicata), *Bull. Eng. Geol. Environ.*, 62, 259–268.
- Lapenna, V., Lorenzo, P., Perrone, A., Piscitelli, S., Rizzo, E., and Sdao, F. (2005), 2D electrical resistivity imaging of some complex landslides in the Lucanian Apennine chain, Southern Italy, *Geophysics*, 70(3), B11–B18.
- Leroy, P. (2005), Transport ionique dans les argiles. Influence de la microstructure et des effets d'interface. Application aux argilites du site de Bure (Meuse/Haute-Marnes, Thèse, Université de Droit, d'Économie et des Sciences d'Aix-Marseille III.
- Leroy, P., and A. Revil (2004), A triple layer model of the surface electrochemical properties of clay minerals, *J. Colloid Interface Sci.*, 270(2), 371–380.
- Li, Y., and D.W. Oldenburg (1998), 3-D inversion of gravity data, *Geophysics*, 63(1), 109–119.
- Linde, N., et A. Revil. (2007), Inverting residual self-potential data for redox potentials of contaminant plumes, *Geophysical Research Letters*, 34, L14302, doi:10.1029/2007GL030084.
- Linde, N., Jougnot, D., Revil, A., Matthäi, S., Arora, T., Renard, D., Doussan, C. (2007a), Streaming current generation in two-phase flow conditions. *Geophys. Res. Lett.* 34(3), L03306. doi: 10.1029/2006GL028878.
- Linde, N., A. Revil, A. Bolève, C. Dagès, J. Castermant, B. Suski, M. Voltz. (2007b), Estimation of the water table throughout a catchment using self-potential and piezometric data in a Bayesian framework. *Journal of Hydrology*, 334, 88–98.
- Loke, M.H. and R. D. Barker (1996), Rapid least-squares inversion of apparent resistivity pseudosections by a quasi-Newton method, *Geophysical Prospecting*, 44, 131–152.
- Long, H. L., and J. Q. Hao (2005), Theoretical and experimental research on self-potential tomography, *Chin. J. Geophys. – Chinese Edition*, 48(6), 1343–1349.
- Lorne, B., F. Perrier, and J. P. Avouac (1999a), Streaming potential measurements 1. Properties of the electrical double layer from crushed rock samples, *J. Geophys. Res.*, 104, 17,857–17,877.
- Lorne, B., F. Perrier, and J. P. Avouac (1999b), Streaming potential measurements 2. Relationship between electrical and hydraulic patterns from rock samples during deformation, *J. Geophys. Res.*, 104, 17,879–17,896.

- Maineult, A., Y. Bernabé, and P. Ackerer (2006a), Detection of advected concentration and pH fronts from self-potential measurements, *J. Geophys. Res.*, 110(B11), B11205, doi:10.1029/2005JB003824.
- Maineult, A., Y. Bernabé, and P. Ackerer (2006b), Detection of advected, reacting redox fronts from self-potential measurements, *J. Contam. Hydrol.*, 86(1–2), 32–52.
- Mendonça CA (2008), Forward and inverse self-potential modeling in mineral exploration, *Geophysics*, 73(1), F33-F43.
- Menke, W. (1989), *Geophysical Data Analysis: Discrete Inverse Theory*, International Geophysics Series, 45, Academic Press, London, 289 pp.
- Merkler G.-P., H. Militzer, H. Hötzl, H. Armbruster, and J. Brauns (Eds), 1989. *Detection of Subsurface Flow Phenomena. Lecture Notes in Earth Sciences*, vol. 27, Springer, Berlin/Heidelberg, ISBN 978-3-540-51875-4, 514 pages.
- Minsley, B. J., Sogade J., Morgan F. D. (2007a), Three-dimensional self-potential inversion for subsurface DNAPL contaminant detection at the Savannah River Site, South Carolina. *Water Resour. Res.* 43, W04429, doi:10.1029/2005WR003996.
- Minsley, B.J., J. Sogade, and F.D. Morgan (2007b), Three-dimensional source inversion of self-potential data, *J. Geophys. Res.*, 112, B02202, doi : 1029/2006JB004262.
- Moore, J. R., and S. D. Glaser (2007), Self-potential observations during hydraulic fracturing, *J. Geophys. Res.*, 112, B02204, doi:10.1029/2006JB004373.
- Moore, J. R., S. D. Glaser, H. F. Morrison, and G. M. Hoversten (2004), The streaming potential of liquid carbone dioxide in Berea sandstone, *Geophys. Res. Lett.*, 31(17), L17610, doi:10.1029/2004GL020774.
- Morgan, F. D., Williams, E. R., and Madden, T. R. (1989), Streaming potential properties of westerly granite with applications, *J. Geophys. Res.*, 94, 12 449–12 461.
- Mualem, Y. (1986), Hydraulic conductivity of unsaturated soils: prediction and formulas. In *Methods of Soil Analysis*, Edited by A. Klute, American Society of Agronomy, Madison, Wisconsin 9(1), 799-823.
- Naudet, V., Revil, A., and Bottero, J.-Y. (2003), Relationship between self-potential (SP) signals and redox conditions in contaminated groundwater, *Geophys. Res. Lett.*, 30(21), 2091, doi:10.1029/2003GL018096.
- Naudet, V., Revil, A., Rizzo, E., Bottero, J.-Y., and Bégassat, P. (2004), Groundwater redox conditions and conductivity in a contaminant plume from geoelectrical investigations, *Hydrol. Earth Syst. Sci.*, 8(1), 8–22.

- Naudet, V. (2004), Les méthodes de résistivité électrique et de potentiel spontané appliquées aux sites contaminés, Thèse, Université de Droit, d'Économie et des Sciences d'Aix-Marseille III.
- Naudet, V. and Revil, A. (2005), A sandbox experiment to investigate bacteria-mediated redox processes on self-potential signals, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L11405, doi:10.1029/2005GL022735.
- Niwas, S., P. K. Gupta, and O. A. L. de Lima (2006), Nonlinear electrical response of saturated shaley sand reservoir and its asymptotic approximations, *Geophysics*, 71(3), G129–G133.
- Nourbehecht, B. (1936), Irreversible thermodynamic effects in inhomogeneous media and their application in certain geoelectric problems. Ph.D Thesis, MIT Cambridge.
- O'Brien, R. W., and W. N. Rowlands (1993), Measuring the Surface Conductance of Kaolinite Particles, *J. Colloid Interface Sci.*, 159(2), 471–476.
- Ogilvy, A. A. (1967), Studies of underground water movement, *Geol. Surv. Can. Rep.*, 26, 540–543.
- Ogilvy A.A., Ayed, M.A., Bogoslovsky, V.A.. (1969), Geophysical studies of water leakage from reservoirs. *Geophys Prospect* 22, 36–62.
- Oh S., and Sun C.G. (2008), Combined analysis of electrical resistivity and geotechnical SPT blow counts for the safety assessment of fill dam, *Environmental Geology*, 54(1), 31-42, 2008.
- Onsager, L. (1931), Reciprocal relations in irreversible processes, 1. *Phys. Rev.* 37, 405–426.
- Panthulu T. V., Krishnaiah C., and Shirke J.M. (2001), Detection of seepage paths in earth dams using self-potential and electrical resistivity methods, *Engineering Geology*, 59(3-4), 281-295.
- Pengra, D.B., Li, S.X., and Wong P.-Z. (1999), Determination of rock properties by low-frequency AC electrokinetics, *J. Geophys. Res.*, 104(B12), 29,485-29,508.
- Perrone, A., Iannuzzi, A., Lapenna, V., et al. (2004), High resolution electrical imaging of the Varco d'Izzo earthflow (southern Italy), *J. Appl. Geophys.*, 56(1), 17–29.
- Perrier, F. and Raj Pant, S. (2005), Noise reduction in long term selfpotential monitoring with traveling electrode referencing, *Pure Appl. Geophys.*, 162, 165–179.
- Perrier, F. and Morat, P. (2000), Characterization of electrical daily variations induced by capillary flow in the non-saturated zone, *Pure Appl. Geophys.*, 157, 785–810.
- Petiau, G. (2000), Second generation of lead-lead chloride electrodes for geophysical applications. *Pure Appl. Geophys.* 157, 357–382.

- Rath V, and Mottaghy D. (2007), Smooth inversion for ground surface temperature histories: estimating the optimum regularization parameter by generalized cross-validation, *Geophysical Journal International*, 171(3), 1440-1448.
- Reuss, F.F., 1809, *Mémoire de la Société Impériale Naturaliste de Moscou*, 2, 327.
- Revil, A., and P. W. J. Glover (1997), Theory of ionic surface electrical conduction in porous media, *Phys. Rev. B.*, 55(3), 1757– 1773.
- Revil, A., and P. W. J. Glover (1998), Nature of surface electrical conductivity in natural sands, sandstones, and clays, *Geophys. Res. Lett.*, 25(5), 691–694.
- Revil, A., Cathles, L. M., Losh, S., and Nunn, J. A. (1998), Electrical conductivity in shaly sands with geophysical applications, *J. Geophys. Res.*, 103(B10), 23 925–23 936.
- Revil, A., P. A. Pezard, and P. W. J. Glover (1999a), Streaming potential in porous media. 1. Theory of the zeta-potential, *J. Geophys. Res.*, 104(B9), 20,021–20,031.
- Revil, A., H. Schwaeger, L. M. Cathles, and P. Manhardt (1999b), Streaming potential in porous media. 2. Theory and application to geothermal systems, *J. Geophys. Res.*, 104(B9), 20,033– 20,048.
- Revil, A., and L. M. Cathles (1999), Permeability of shaly sands, *Water Resour. Res.*, 35(3), 651–662.
- Revil A. (1999), Ionic diffusivity, electrical conductivity, membrane and thermoelectric potentials in colloids and granular porous media: a unified model, *Journal of Colloid and Interface Science*, 212, 503-522.
- Revil, A., and P. Leroy (2001), Hydroelectric coupling in a clayey material, *Geophys. Res. Lett.*, 28(8), 1643–1646.
- Revil, A., L. Ehouarne, and E. Thyreault (2001), Tomography of self-potential anomalies of electrochemical nature, *Geophys. Res. Lett.*, 28(23), 4363– 4366.
- Revil, A. (2002), The hydroelectric problem of porous rocks: thermodynamic approach and introduction of a percolation threshold, *Geophys. J. Int.*, 151(3), 944– 949.
- Revil, A., D. Hermitte, E. Spangenberg, and J. J. Cochémé (2002), Electrical properties of zeolitized volcanoclastic materials, *J. Geophys. Res.*, 107(B8), 2168, doi:10.1029/2001JB000599.
- Revil, A., Hermitte, D., Voltz, M., Moussa, R., Lacas, J.- G., Bourrié, G., and Trolard, F. (2002b), Self-potential signals associated with variations of the hydraulic head during an infiltration experiment, *Geophys. Res. Lett.*, 29(7), 1106, doi:10.1029/2001GL014294.

- Revil, A., Naudet, V., Nouzaret, J., and Pessel, M. (2003), Principles of electrography applied to self-potential electrokinetic sources and hydrogeological applications, *Water Resour. Res.*, 39(5), 1114, doi:10.1029/2001WR000916.
- Revil, A., G. Saracco, and P. Labazuy (2003), The volcano-electric effect, *J. Geophys. Res.*, 108(B5), 2251, doi:10.1029/2002JB001835.
- Revil, A. and Cerepi, A. (2004), Streaming potential in twophase flow condition, *Geophys. Res. Lett.*, 31(11), L11605, doi:1029/2004GL020140.
- Revil, A. and P. Leroy (2004), Governing equations for ionic transport in porous shales, *Journal of Geophysical Research*, 109, B03208, doi: 10.1029/2003JB002755.
- Revil, A., Finizola, A., Sortino F., and Ripepe, M. (2004a), Geophysical investigations at Stromboli volcano, Italy. Implications for ground water flow and paroxysmal activity, *Geophys. J. Int.*, 157(1), 426–440.
- Revil, A., Naudet, V., and Meunier, J. D. (2004), The hydroelectric problem of porous rocks: Inversion of the water table from selfpotential data, *Geophys. J. Int.*, 159, 435–444.
- Revil, A., P. Leroy, and K. Titov (2005), Characterization of transport properties of argillaceous sediments, Application to the Callovo-Oxfordian Argillite, *J. Geophys. Res.*, 110, B06202, doi:10.1029/2004JB003442.
- Revil, A., Cary, L., Fan, Q., Finizola, A., and Trolard, F. (2005b), Selfpotential signals associated with preferential ground water flow pathways in a buried paleo-channel, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L07401, doi:10.1029/2004GL022124.
- Revil, A., and N. Linde (2006), Chemico-electromechanical coupling in microporous media, *J. Colloid Interface Sci.*, 302, 682– 694.
- Revil, A. (2007), Comment on ‘‘Effect of the flow state on streaming current’’ by O. Kuwano, M. Nakatani, and S. Yoshida, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L09311, doi:10.1029/2006GL028806.
- Revil A., Linde, N., Cerepi, A., Jougnot, D., Matthäi, S. and Finsterle, S. (2007), Electrokinetic coupling in unsaturated porous media, *J. Coll. Interf. Sci.*, 313(1), 315-327.
- Richards, L. A. (1931), Capillary conduction of liquids through porous media. *Physics* 1, 318-333.
- Rizzo, E., B. Suski, A. Revil, S. Straface, and S. Troisi. (2004), Self-potential signals associated with pumping-tests experiments, *Journal of Geophysical Research*, 109, B10203, doi: 10.1029/2004JB003049.

- Rozycki, A., J.M.R. Fonticiella, and A. Cuadra (2006), Detection and evaluation of horizontal fractures in Earth dams using self-potential method, *Engineering Geology*, 82(3), 145-153.
- Rozycki A. 2008. Evaluation of the streaming potential effect of piping phenomena using a finite cylinder model. *Engineering Geology*, in press.
- Sachs, J. R., and A. J. Grodzinsky (1995), Electromechanical spectroscopy of cartilage using a surface probe with applied mechanical displacement, *J. Biomechanics*, 28(8), 963–976.
- Santos, F. A. M., Almeda, E. P., Castro, R., Nolasco, R., and Mendes-Victor, L. (2002), A hydrogeological investigation using EM34 and SP surveys, *Earth Planets Space*, 54, 655–662.
- Sen, P. N., C. Scala, and M. H. Cohen (1981), A self-similar model for sedimentary rocks with application to the dielectric constant of fused glass beads, *Geophysics*, 46(5), 781–795.
- Serre, D. (2005), Evaluation de la performance des digues de protection contre les inondations Modélisation de critères de décision dans un Système d'Information Géographique, Thèse, Université de Marne-La-Vallée.
- Sheffer, M. R. (2002), Response of the self-potential method to changing seepage conditions in embankments dams, M. A.Sc. Thesis, Dept. of Civil Eng., University of British Columbia, April 2002.
- Sheffer, M. R., and J. A. Howie (2001), Imaging subsurface seepage conditions through the modeling of streaming potential, *Proceedings of 54<sup>th</sup> Canadian Geotechnical Conference*, Calgary, P. 1094–1101.
- Sheffer, M.R., and J.A. Howie (2003), A numerical modelling procedure for the study of the streaming potential phenomenon in embankment dams, *Symposium on the Application of Geophysics to Engineering and Environmental Problems*, San Antonio, p. 475-487.
- Sheffer, M.R., and J.A. Howie (2001), Imaging subsurface seepage conditions through the modeling of streaming potential, *Proceedings of 54<sup>th</sup> Canadian Geotechnical Conference*, Calgary, P. 1094-1101.
- Sheffer M.R., and Oldenburg D.W. (2007), Three-dimensional modeling of streaming potential, *Geophysical Journal International*, 169(3), 839-848.



- Sheffer, M. (2007), Forward modeling and inversion of streaming potential for the interpretation of hydraulic conditions from self-potential data, Ph-D Thesis, the University of British Columbia.
- Shilov, V. N., A. V. Delgado, F. Gonzalez-Caballero, and C. Grosse (2001), Thin double layer theory of the wide-frequency range dielectric dispersion of suspensions of non-conducting spherical particles including surface conductivity of the stagnant layer, *Colloids Surf. A: Physicochem. Eng. Aspect*, 192, 253–265.
- Sill, W.R.. (1983), Self-potential modeling from primary flows, *Geophysics*, 48(1), 76-86.
- Sjodahl P., Dahlin T., and Johansson, S. (2005), Using resistivity measurements for dam safety evaluation at Enemossen tailings dam in southern Sweden, *Environmental Geology*, 49(2), 267-273.
- Sjodahl P., Dahlin T., and Zhou B. (2006), 2.5D resistivity modeling of embankment dams to assess influence from geometry and material properties, *Geophysics*, 71(3), G107-G114.
- Spinelli, L. (1999), *Analyse Spatiale de l'Activité Electrique Cérébrale : Nouveaux Développements*, Ph-D Thesis (in French), Université Joseph Fourier-Grenoble I, 136 pp.
- Straface, S., Falico, C., Troisi, S., Rizzo, E., and Revil, A. (2007), Estimating of the transmissivities of a real aquifer using self potential signals associated with a pumping test, *Ground Water*, 45(4), 420–428.
- Suski, B., A. Revil, K. Titov, P. Konosavsky, M. Voltz, C. Dagès, and O. Huttel (2006), Monitoring of an infiltration experiment using the self-potential method, *Water Resour. Res.*, 42, W08418, doi:10.1029/2005WR004840.
- Suski, B., Rizzo, E., and Revil, A. (2004), A sandbox experiment of selfpotential signals associated with a pumping-test, *Vadose Zone Journal*, 3, 1193–1199.
- Suski, B. (2005), *Caractérisation et suivi des écoulements hydriques dans les milieux poreux par la méthode du Potentiel Spontané*, Thèse, Université de Droit, d'Économie et des Sciences d'Aix-Marseille III.
- Tayfur, G., Swiatek, D., Wita, A., and Singh, V.P. (2005), Case study: Finite element method and artificial neural network models for flow through Jeziorsko earthfill dam in Poland, *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 131(6), 431-440.
- Teng, H., and T. S. Zhao (2000), An extension of Darcy's law to non-Stokes flow in porous media, *Chem. Eng. Sci.*, 55, 2727–2735.

- Titov, K., Loukhmanov, and A. Potapov (2000), Monitoring of water seepage from a reservoir using resistivity and self-polarization methods: case history of the Petergoph fountain water supply system, *First Break*, 18, 431– 435.
- Titov, K., A. Levitski, P. K. Konosavski, A. V. Tarasov, Y. Ilyin, and M. A. Bue`s (2005), Combined application of surface geoelectrical methods for groundwater flow modeling: a case history, *Geophysics*, 70(5), H21– H31.
- Titov, K., Revil, A., Konasovsky, P., Straface, S., Troisi, S. (2005), Numerical modeling of self-potential signals associated with a pumping test experiment. *Geophysical Journal International* 162, 641-650.
- Ursat, P. (1992), Le Perméafor: appareillage de diagraphie de perméabilité, *Bull. Liaison Labo P. et Ch.*, 178, Réf 3641, 19-25.
- Ursat, P. 1995. Le Perméafor, un appareil bien adapté à l'analyse des fuites dans les digues en terre, 11<sup>th</sup> European meeting in mechanical Engineering and Foundatiuon Technics, May 28<sup>th</sup>-June 1<sup>st</sup>, 1995, Copenhagen.
- van Genuchten, M.T. (1980), A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils. *Soil Sci. Soc.* 44, 892-898.
- Wan C.F., and Fell R. (2008), Assessing the potential of internal instability and suffusion in embankment dams and their foundations, *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 134(3), 401-407.
- Watanabe, T., and Y. Katagishi (2006), Deviation of linear relation between streaming potential and pore fluid pressure difference in granular material at relatively high Reynolds numbers, *Earth Planets Space*, 58(8), 1045– 1051.
- Waxman, M. H., and L. J. M. Smits (1968), Electrical conductivity in oilbearing sands, *J. Soc. Petrol. Eng.*, 8, 107– 122.
- Wildenschild, D., Roberts, and E. Carlberg (2000), On the relationship between microstructure and electrical and hydraulic properties of sandclay mixtures, *Geophys. Res. Lett.*, 27(19), 3085– 3088.
- Wilt M.J., and R.F. Corwin (1989), Numerical modeling of self-potential anomalies due to leaky dams: Model and field examples. In: *Lecture Notes in Earth Sciences*, Vol. 27, ed. Merkle GP et al., *Detection of subsurface flow phenomena*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg: 73-89.
- Wishart, D. N., Slater, L. D., and Gates, A. E. (2006), Self potential improves characterization of hydraulically-active fractures from azimuthal geoelectrical measurements, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L17314, doi:10.1029/2006GL027092.

Wurmstich, B., Morgan, F. D., Merkler, G.-P., and Lytton, R. (1991), Finite-element modelling of streaming potential due to seepage: study of a dam. Soc. Explor. Geophysicists Technical Program Expanded Abstracts, 10, 542–544.

## Liste des figures

**Figure. 1-** Coupe schématique d'une digue **a.** sans noyau argileux. **b.** présentant un noyau argileux.

**Figure. 2-** **a.** Géométrie 2D d'une digue en sable avec un noyau argileux. **b.** Profils de potentiel spontané simulé en surface de la digue. **c.** Potentiel électrique et équipotentiels de potentiel spontané. Les flèches représentent la direction d'écoulement de l'eau.

**Figure. 1.1-** Schéma de la double couche électrique. L'écoulement de l'eau entraîne l'excès de charge de la couche diffuse, ce qui génère un courant d'électrofiltration.

**Figure. 1.2-** Principe de fonctionnement des courants de convection et de conduction (tirée de M. Sheffer, thèse, 2008).

**Figure. 1.3-** Comparaison entre le logarithme de l'excès de charges par unité de volume poral et le logarithme de la perméabilité intrinsèque (tirée de l'article de Near Surface Geophysics 2009).

**Figure. 1.4-** Coupe schématique d'une digue illustrant la chute de charge de pression d'eau. Le point  $M(\xi, h)$  correspond au point source localisée au niveau de la surface piézométrique  $\partial\Omega$ .  $P(x, z(x))$  correspond au point d'observation du potentiel électrique. Le vecteur  $r$  est la distance entre le point source et le point d'observation. La zone saturée  $\Omega_i$  et la zone non saturée  $\Omega_e$  ont respectivement les caractéristiques de coefficient de couplage  $C_i$  et  $C_e$  et de conductivité électrique  $\sigma_i$  et  $\sigma_e$ .

**Figure. 1.5- a, b, c et d.** Résultats de simulations présentant l'influence d'une distribution de résistivité électrique sur le signal de potentiel spontané. En **c.**, un zoom montre l'influence de la distribution de résistivité électrique sur la géométrie de répartition des équipotentiels électriques.

**Figure. 1.6-** Mise en comparaison de données de potentiel spontané et de résistivité électrique acquises sur le site du bassin versant de Roujan (Hérault) dans le sud de la France.

**Figure. 1.7-** Photographie et Schéma en coupe d'une électrode Petiau.

**Figure. 1.8-** Schéma du protocole de mesure de potentiel spontané sur le terrain.

**Figure. 1.9-** Schéma illustrant la mesure en parallèle du potentiel électrique d'un circuit électrique fermé soumis à une tension  $U$ .

**Figure. 2.1-** Principe de quantification de l'effet du nombre de Reynolds sur le coefficient de couplage électrocinétique.

**Figure. 2.2-** Comparaison par simulation entre l'équation de Darcy et l'équation de Darcy généralisée de Teng et Zhao [2000] pour un échantillon de longueur  $L$ , de perméabilité  $k_0$ , de facteur de formation électrique  $F$  et de diamètre moyen des grains  $d_0$ .

**Figure. 2.3-** Graphique illustrant, pour un gradient de pression constant de 0.47, la croissance puis la décroissance de la densité de courant source  $\mathbf{J}_s$  ( $\mathbf{J}_s = Q_v \cdot \mathbf{U}$ ). La croissance de la densité de courant source est liée à l'augmentation de la vitesse de Darcy  $\mathbf{U}$  par l'augmentation de la perméabilité  $k$ . La décroissance de  $\mathbf{J}_s$  est due à l'effet du régime d'écoulement via le nombre de Reynolds.

**Figure. 4.1-** Schéma présentant la position de mesure des données de potentiel spontané et des données de température.

**Figure. 4.2-** Présentation du site d'étude et position de la cartographie de potentiel spontané. Cette figure montre aussi la position de zones de dépressions topographiques.

**Figure. 4.3-** Cartographie de température en fonction de la profondeur (jusqu'à 15 mètres) effectuée à l'aide de 22 forages.

**Figure. 4.4-** Schéma illustrant les différentes étapes du protocole d'inversion des données de potentiel spontané.

**Figure. 5.1-** Schéma de la configuration du site d'étude.

**Figure. 5.2-** Cartographie de potentiel spontané du parement aval de digue sur fond topographique.

**Figure. 5.3-** Pseudo-section de résistivités électriques obtenue par inversion des données de résistivité apparentes du profil AB (réalisée à l'aide du logiciel RES2DINV, Loke et Barker 1996). La zone délimitée par les pointillés désigne une zone suspecte de fuite.

**Figure. 5.4- a.** Cartographie de potentiel spontané en eau dans le bassin de compensation à cote haute et dans le canal d'alimentation de l'ouvrage. **b.** Cartographie de potentiel spontané en eau du bassin à cote basse. On notera la différence de surface cartographiée qui est moindre à cote basse, en accord avec une surface en eau plus faible qu'à cote haute.

**Figure. 5.5-** Cartographie différentielle (haut-bas) du potentiel spontané. Les anomalies négatives correspondent aux zones suspectes de fuite et la forte anomalie positive  $A_{p1}$  correspond à la présence d'un câble métallique qui plonge dans le bassin.

**Figure. 5.6- a.** Vue en plan du passage de la conduite sous l'ouvrage. **b.** Vue en coupe du passage de la conduite le long du profil CD.

**Figure. 5.7-** Schéma du dispositif de mesure.

**Figure. 5.8-** Mesures du dipôle électrique en fonction du temps en amont et aval d'un échantillon sableux de 20 cm de longueur soumis à une charge de pression d'eau variable (évaluation de la charge).

**Figure. 5.9- a.** Comparaison entre potentiel électrique mesuré pendant une phase de mise en charge de l'échantillon et une phase de vidange avec et sans injection de saumure. **b.** Comparaison entre potentiel électrique mesuré suite au passage d'une saumure dans un échantillon soumis à une charge constante et la simulation numérique associée.

**Figure. 5.10-** Simulation du suivi temporel de la concentration de NaCl en  $\text{kg m}^{-3}$  dans la colonne en PVC.

**Figure. 5.11-** Schéma du site d'étude et de l'implantation des différentes mesures géophysiques effectuées sur le site.

**Figure. 5.12-** Profil de résistivité électrique effectuée dans le bassin n°1.

**Figure. 5.13-** Profil de résistivité électrique effectuée dans le bassin n°2.

**Figure. 5.14-** Profils de potentiel spontané réalisés en crête de digue. On notera la bonne corrélation entre les deux pics négatifs à -600 mV environ et la présence des vannes métalliques de l'ouvrage sur le profil IJ.

**Figure. 5.15-** Photographie de la mise en place du monitoring de potentiel spontané. Ce profil comporte deux flûtes de 16 électrodes Petiau chacune.

**Figure. 5.16-** Cartographies de potentiel spontané des deux bassins constituant l'ouvrage.

**Figure. 5.17-** Représentation du monitoring PS correspondant au profil KL. L'électrode n°1 se situe au nord et l'électrode n°32 au sud de l'ouvrage.

**Figure. 5.18-** Représentation du monitoring PS correspondant au profil MN. L'électrode n°1 se situe au nord et l'électrode n°32 au sud-est de l'ouvrage.

**Fig. 5.19-** Photographie des graviers en suspension dans un forage.

**Figure. 5.20-** Suivi temporel de la variation de la conductivité de l'eau de sortie pour les injections de saumure.

**Figure. 5.21-** Géométrie du modèle utilisé pour la simulation numérique et représentation de la distribution 3D des équipotentiels électriques générées par une zone de fuite.

**Figure. 5.22-** Comparaison entre les deux premiers profils de potentiel spontané qui longent la digue routière du bassin N°2 mesurée sur le site et la réponse PS issue de la simulation numérique.

**Figure. 5.23-** Profil de potentiel spontané au passage présumé de la saumure.

**Figure. 5.24-** Schéma représentant le vecteur polarisation  $\vec{P}$ , la verticale  $\vec{v}$  et la localisation en surface du point d'observation P.

**Figure. 5.25-** Calcul de la DOP pour deux lissages différents des mesures de potentiel spontané.

**Figure. 6.1-** Cartographie de potentiel spontané réalisé le long d'un canal de dérivation (site D).

**Figure. 6.2-** Profils de potentiel spontané réalisé d'amont en aval le long du linéaire du canal de dérivation.

**Figure. 6.3-** **a.** Présentation des données de potentiel spontané en eau du site A. **b.** Mesures sonar issu des mesures de potentiel spontané. **c.** Profils GPS pour les linéaires PS proche berge et proche pied de digue.

**Figure. 6.3.** La centrale d'acquisition.

**Figure. 6.4-** **a.** Positionnement des 32 électrodes constituant. **b.** Cartographie de potentiel spontané pendant l'injection de courant. **c.** Bobines reliant la batterie aux fiches bananes plantées dans le sol.

**Figure. 6.5-** Cartographies de potentiel spontané du suivi temporel d'une zone d'infiltration localisée au niveau de l'électrode  $x = 5\text{m}$ ,  $y = 3\text{m}$ , sur une période de temps de 30 secondes. Ces cartographies montrent aussi des variations temporelles d'environ 1 mV au niveau d'autres électrodes.

**Figure. 6.6-** **a.** Présentation de l'interface du traitement automatique des données de potentiel spontané. **b.** Exemple de modèle 2D avec topographie, de pas  $dx$ ,  $dy$  et de maillage.

**Figure. 6.7-** Variations de la valeur du potentiel électrique mesuré en un point de la surface en fonction du type et de la qualité du maillage de calcul.

## Liste des tableaux

**Tableau 5.1.** Récapitulatif des estimations de perméabilité des zones de fuites.

**Tableau 5.2.** Valeurs de résistivité électrique utilisée pour la simulation numérique pour chacun des domaines constituant le modèle et valeur du terme  $Q_v$  pour la zone de fuite.